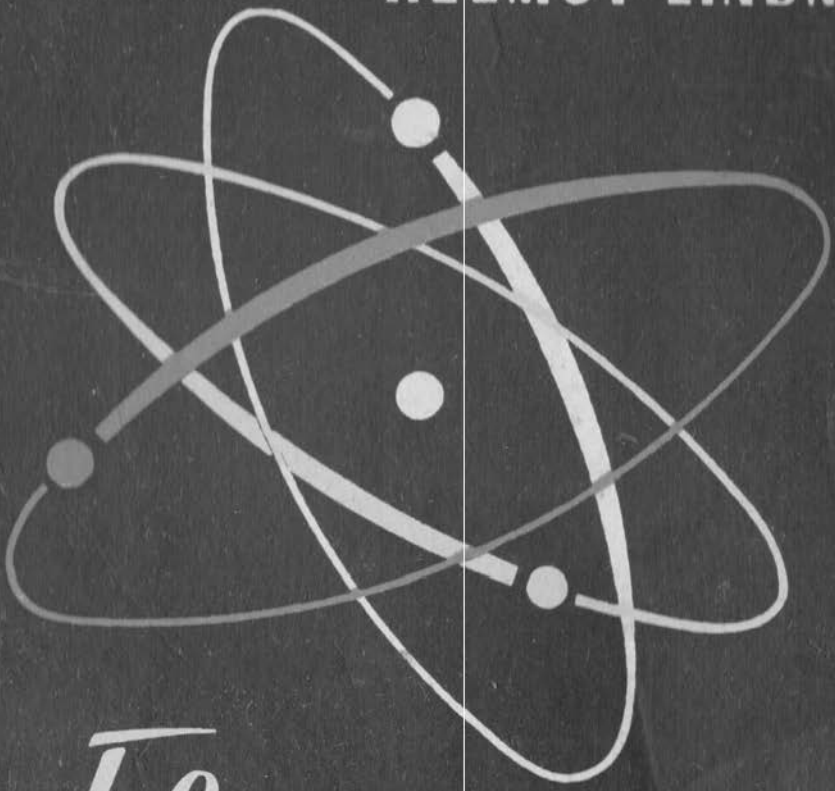
HELMUT LINDNER



Elemente de FIZICA ATOMICA SI NUCLEARA

Cartea cuprinde următoarele părți: modele atomice, legi importante pentru fizica atomică, învelișul electronic al atomilor, fizica nucleelor atomice și aplicațiile ei, fizica particulelor elementare.

În lucrare sînt tratate capitolele de bază ale fizicii atomice și nucleare care dau cititorului o bună privire de ansamblu asupra structurii atomului și nucleului. În expunere se pune accent pe fizica nucleară și aplicațiile sale.

Cartea se adresează tehnicienilor și persoanelor care posedă numai cunoștințele de matematică și fizică predate în școlile de cultură generală.

GRUNDRISS DER ATOM-UND KERNPHYSIK

Von

HELMUT LINDNER

Dozent

an der Ingenieurschule für Elektrotechnik
„Fritz Selbmann", Mittweida

Zweite, verbesserte Auflage
Fachbuchverlag, Leipzig 1959

PREFAȚĂ LA EDIȚIA ÎNTÎI

Considerăm că nu este nevoie să subliniem că fizica atomică și nucleară a dobîndit în ultimii ani o importanță din ce în ce mai mare. Odată cu aprofundarea neîncetată a cunoștințelor și cu folosirea mijloacelor tehnice tot mai noi și mai gigantice în cercetările atomice, cresc interesul și dorința de a avea la dispoziție o expunere cuprinzătoare a tuturor problemelor fundamentale în legătură cu acest subiect. Acesta este scopul pentru care a fost scrisă această carte; în plus, cartea va trebui să fie cît mai clară și mai ușor de înțeles. De aceea ea va fi de ajutor în primul rînd celor ce învață în școlile tehnice, studenților din școlile superioare care nu au ca obiect de specializare fizica și tuturor persoanelor care dispun numai de cunoștințe matematice elementare. Pătrunderea în teoria propriu-zisă necesită, după cum se știe, cunoștințe matematice bogate și un studiu aprofundat corespunzător. Pe de altă parte, nevoia unei concepții clare apare cu atît mai imperios, cu cît atomul, particulele elementare și cuantele de energie nu sînt accesibile direct intuiției. Așadar, dacă autorul a căutat să se folosească cît mai mult de imagini intuitive, trebuie totuși să se accentueze că este vorba de modele, adică de mijloace ajutătoare, care înlesnesc înțelegerea lucrurilor, dar care nu redau fidel, la scară mărită, situația reală din natură.

Dacă interpretarea bazată pe mecanica cuantică a fost atinsă numai în treacăt și dacă s-a renunțat complet la raționamentele care decurg din relația de imprecizіune și la alte probleme mai profunde, s-ar putea ca specialistul să le simtă lipsa. Dar și el va recunoaște că tratarea lor aici ar fi lărgit considerabil cadrul fixat inițial. În loc de a face această încercare cu mijloace nepotrivite, se pare că răul

va fi mai mic dacă se vor face, pe cît posibil, unele concesii concepțiilor „naturale" ale cititorului educat în spiritul fizicii clasice.

Centrul de greutate al expunerilor se situează în domeniul fizicii nucleare, din care cauză nu s-a putut trata mai temeinic fizica păturilor atomului. Totuși, nici această prezentare a fizicii nucleare nu poate avea pretenția că este completă. În ceea ce privește diferitele probleme care se ridică la tot pasul, trebuie să trimitem pe cititor la literatura de specialitate. De altfel, progresul, în special în domeniul obținerii energiei nucleare, este încă în plină desfășurare; de aceea astăzi ar fi prematur, de exemplu, să se intre prea mult în amănuntele tehnice ale unor tipuri de reactori industriali, ale căror calități urmează să fie verificate în practică.

Mittweida, august, 1957 AUTORUL

PREFAȚĂ LA EDIȚIA A DOUA

În conformitate cu concepția că nu poate exista o știință independentă de relațiile de producție și de ideologiile corespunzătoare, în această ediție s-a folosit definiția materialist-dialectică a conceptului de materie, insistînd asupra legăturilor sale cu fizica. De aici rezultă, în fiecare caz în parte, că cele mai noi progrese în domeniul fizicii confirmă în chip strălucit principiile materialismului dialectic dezvoltate de Marx, Engels și Lenin.

În măsura în care, de la punerea sub tipar a primei ediții, au apărut noi puncte de vedere cu caracter științific (de exemplu progresele în problemele fuziunii nucleare și ale clasificării particulelor elementare) ele au fost luate în considerare în modul cuvenit. Sînt deosebit de recunoscător d-lui Horst Melcher pentru prețioasele sale sugestii. Structura cărții a rămas, de altfel, nemodificată.

Mittweida, octombrie, 1958 AUTORUL

Tabla de materii

	Pag.
Prefață la ediția întîi	3
Prefață la ediția a doua	4
A. **Generalități**	11
1. *Istoria conceptului de atom*	11
1.1. Preistoria conceptului de atom	11
1.2. Atomismul chimic	13
1.3. Sistemul periodic al elementelor	15
1.4. Numărul lui Avogadro (Loschmidt)	17
1.4.1. Calculul masei atomice absolute	18
1.4.2. Calculul diametrului unui atom	19
1.5 Electronii	19
1.6. Modelul de atom al lui Rutherford	21
1.7. Alcătuirea nucleului atomic	25
2. *Legi importante pentru fizica atomică*	26
2.1. Cîteva mărimi mecanice	26
2.1.1. Impulsul	26
2.1.2. Momentul cinetic	27
2.1.3. Energia mecanică	29
2.1.4. Unități de măsură ale energiei	30
2.1.5. Acțiunea	32
2.2. Magnetonul	32
2.3. Relativitatea masei	34
2.4. Cuante de radiație	36
2.5. Efectul fotoelectric	39
2.6. Efectul Compton	42
2.7. Masa cuantelor de lumină	43
2.8. Relația dintre masă și energie	44
3. *Dualismul undă-corpuscul*	45
3.1. Dualismul luminii	45
3.2. Undele de Broglie	46
3.3. Undele de probabilitate	49
B. **Învelișul electronic al atomilor**	52
4. *Atomul de hidrogen*	52
4.1. Gaze luminescente	52
4.2. Postulatele lui Bohr	53

Pag.

4.3. Razele orbitelor atomului de hidrogen 54
4.4. Frecvența luminii emise 55
4.5. Spectrul hidrogenului 57

5. *Cele patru numere cuantice* 60

5.1. Spectrele metalelor alcaline 60
5.2. Orbitele eliptice 63
5.3. Spinul electronului 64
5.4. Cuantificarea spațială 68

6. *Structura în pături a atomilor* 70

6.1. Energia de ionizare și structura în pături 70
6.2. Principiul lui Pauli 71
6.3. Ocuparea păturilor electronice 72
6.4. Consecințele chimice și fizice ale structurii atomului.... 77
6.4.1. Gazele nobile 77
6.4.2. Legătura ionică (heteropolară) 77
6.4.3. Legătura chimică veritabilă (homeopolară) 78
6.4.4. Radiația Röntgen (X). 79

7. *Concepția mecanicii ondulatorii despre atom* 83

7.1. Electronul ca undă 83
7.2. Funcția de undă 84
7.3. Modelele spațiale ale atomului 88

C. Fizica nucleelor atomice și aplicațiile ei 90

8. *Radioactvitatea naturală* 90

8.1. Descoperirea radiului 90
8.2. Natura transmutațiilor radioactive 93
8.3. Durata de viață a elementelor radioactive 95
8.4. Seria uraniu-radiu 97
8.5. Celelalte familii radioactive 100
8.6. Echilibrul radioactiv 101

9. *Radiațiile radioactive* 103

9.1. Radiația α 103
9.2. Radiația β^- și neutrinul 104
9.3. Radiația γ 105
9.4. Atenuarea radiației β^- în medii dense 107
9.5. Atenuarea radiației γ în medii dense 109
9.6. Unități de măsură 111
9.6.1. Activitatea substanțelor emițătoare de radiații .. 111
9.6.2. Intensitatea radiației 113
9.6.3. Constantele de doză 114
9.7. Detectarea și măsurarea radiațiilor radioactive 114
9.7.1. Contori cu scintilație 114
9.7.2. Camere de ionizare 116
9.7.3. Camera cu ceață a lui Wilson 117
9.7.4. Metoda fotografică 119
9.7.5. Contorul Cerenkov 119

Pag.

9.8. Contorul Geiger-Müller 121
9.8.1. Construcție și funcționare 121
9.8.2. Caracteristica contorului 122
9.8.3. Interpretarea rezultatelor măsurărilor 123

10. *Izotopi, izobari și izotoni* 127

10.1. Izotopi 127
10.2. Izotopii hidrogenului 132
10.3. Separarea izotopilor 134
10.3.1. Spectrograful de masă 134
10.3.2. Electroliza 136
10.3.3. Metoda distilării 137
10.3.4. Metoda difuziunii 137
10.3.5. Procedeul cu tub de separare 138
10.4. Izobari și izotoni 138
10.5. Masa atomică chimică și masa atomică fizică 139

11. *Transmutații nucleare artificiale* 140

11.1. Primele transmutații nucleare prin radiații radioactive.. 140
11.2. Generarea de particule rapide 141
11.2.1. Surse de înaltă tensiune și acceleratori liniari simpli 142
11.2.2. Acceleratori liniari multipli 143
11.2.3. Ciclotronul 144
11.2.4. Sincrociclotronul 146
11.2.5. Betatronul 147
11.2.6. Sincrotronul de electroni 149
11.2.7. Sincrotronul de protoni (sincrofazotronul) 150
11.3. Obținerea neutronilor 153
11.4. Radioactivitatea artificială și pozitronul 154
11.5. Captura K 156
11.6. Izomerii și conversia internă 157
11.7. Alte reacții nucleare 159
11.8. Nucleul ca groapă de potențial 160
11.9. Efectul tunel 162
11.10. Secțiunea eficace 164
11.10.1. Secțiunea eficace pentru particule încărcate .. 166
11.10.2. Secțiunea de captură pentru neutroni 167

12. *Defectul de masă și energia de legătură a nucleelor atomice* 168

12.1. Defectul de masă 168
12.2. Energia de legătură 170
12.3. Bilanțul energetic al reacțiilor nucleare 171
12.4. Calculul precis al maselor 172
12.5. Dezintegrarea neutronului 173
12.6. Nașterea și dispariția pozitronului 173
12.6.1. Anihilarea 174
12.6.2. Generarea de perechi 175
12.7. Energia de legătură pe nucleon 175

Pag.

13. *Constituția și structura nucleelor atomice* 176

13.1. Forțele nucleare 176
13.2. Modelul în picătură al nucleului atomic 179
13.2.1. Constituția nucleelor ușoare 180
13.2.2. Constituția nucleelor grele 180
13.2.3. Cauza radioactivității naturale 181
13.2.4. Evaporarea nucleonilor 182
13.3. Momentul cinetic al nucleelor atomice 184
13.4. Sistematizarea nucleelor 185
13.5. Modelul în pături al nucleului atomic 187

14. *Fisiunea nucleară* 191

14.1. Descoperirea fisiunii nucleare 191
14.2. Uraniul 194
14.3. Procesul de fisiune nucleară 195
14.4. Produsele de fisiune 197
14.5. Bilanțul energetic al fisiunii nucleare 200
14.6. Reacția în lanț 202
14.6.1. Condițiile unei reacții în lanț 202
14.6.2. Masa critică 207
14.6.3. Factorul de multiplicare 208
14.6.4. Viteza unei reacții în lanț necontrolate 209
14.7. Comportarea uraniului-238 210
14.8. Moderatorii 211
14.9. Controlul unei reacții în lanț 213
14.10. Bomba atomică (cu fisiune nucleară) 215

15. *Obținerea energiei nucleare pentru scopuri pașnice* 217

15.1. Evoluția în Germania pînă în 1945 218
15.2. Cum funcționează un reactor cu uraniu și grafit 220
15.3. Tipuri speciale de reactori 223
15.3.1. Reactori cu apă grea 223
15.3.2. Reactorul omogen 223
15.3.3. „Reactorul apă-apă" 225
15.3.4. Reactorul cu neutroni rapizi 225
15.4. Producerea energiei prin fisiune nucleară 225
15.4.1. Centrala atomoelectrică sovietică 226
15.4.2. Centrala atomoelectrică de la Calder Hall 228
15.4.3. Procedeul înmulțirii („breeding") 229
15.4.4. Valorificarea toriului 232
15.4.5. Materialele de construcție ale reactorului 233
15.4.6. Dezvoltarea viitoare 234

16. *Izotopii radioactivi și întrebuințările lor* 236

16.1. Prepararea izotopilor radioactivi 236
16.2. Cobaltul-60 238
16.3. Metoda atomilor marcați 239
16.4. Aplicații în tehnică 241
16.4.1. Radiografia 241

Pag.

16.4.2. Autoradiografia 243
16.4.3. Analiza prin radioactivare 243
16.4.4. Măsurări de difuziune 244
16.4.5. Cercetarea proceselor de uzură 244
16.4.6. Controlul filtrelor 244
16.4.7. Măsurarea grosimilor, fără contact 245
16.4.8. Măsurarea nivelului lichidelor 246
16.4.9. Determinări de poziții 246
16.4.10. Măsurări de densități 247
16.5. Carbonul-14 247
16.6. Elementele noi 249
16.6.1. Technețiul (Tc) 249
16.6.2. Prometiul (Pm) 249
16.6.3. Astatiniul (At) 249
16.6.4. Franciul (Fr) 250
16.6.5. Elementele transuraniene 250

17. *Pericolul la manipularea substanțelor radioactive* 251

17.1. Efectele nocive ale radiațiilor 251
17.1.1. Efecte nocive din cauza supraexpunerii acute 252
17.1.2. Efecte nocive în caz de expunere cronică 252
17.1.3. Efecte nocive tardive 252
17.1.4. Acumularea de substanțe radioactive în anumite organe 253
17.2. Pericolul izotopilor radioactivi 254
17.2.1. Gradele de periculozitate 254
17.2.2. Dozele de toleranță 254
17.2.3. Nivelul natural al radiațiilor 255

18. *Reacții termonucleare* 255

18.1. Căutarea de noi surse de energie 255
18.2. Principiul reacțiilor termonucleare 257
18.3. Originea energiei Soarelui 258
18.4. Reacții posibile din punct de vedere tehnic 262
18.4.1. Bomba cu hidrogen 262
18.4.2. Incercări de a realiza fuziunea controlată 263

D. **Fizica particulelor elementare** 266

19. *Radiația cosmică* 266
19.1. Descoperirea radiației cosmice 266
19.2. Radiația primară 267
19.3. Radiația secundară 269
19.3.1. Componenta dură 270
19.3.2. Componenta moale 273

20. *Alte particule elementare* 275

20.1. Mezoni grei și hiperoni 275
20.2. Fuziunea nucleară pe cale rece 277

Pag.

21. *Noi proprietăți ale particulelor elementare* 278

21.1. Particule și antiparticule 278
21.2. Neutronul și antineutronul 280
21.3. Neutrino și antineutrino 281
21.4. Antimaterie? 282

Bibliografie 285

Sursa figurilor 287

Index alfabetic 288

A. GENERALITĂȚI

1. Istoria conceptului de atom

1.1. Preistoria conceptului de atom

De cîțiva ani încoace, știința despre atomi a luat un avînt cum n-a cunoscut nici un alt domeniu al fizicii. Problemele de fizică atomică și nucleară au început să joace un rol din ce în ce mai mare în diferitele ramuri ale științei și tehnicii. Nici un medic sau inginer, nici un chimist sau geolog, nici un energetician sau om politic nu se poate dezinteresa de ele. Atomul s-a plasat deodată în centrul atenției lumii; omenirea privește vrăjită și plină de nădejde la misterioasa și cea mai puternică dintre toate sursele de energie pe care natura i le-a putut oferi vreodată.

Unii ar putea fi surprinși și ar putea avea impresia că atomul a fost descoperit de abia ieri-alaltăieri sau cel puțin că este rodul cercetărilor celor mai noi în domeniul fizicii. Adevărul este însă cu totul altul. Noțiunea de atom este foarte veche și-și are obîrșia în începuturile gîndirii științifice asupra naturii. Filosofii greci au reușit, încă din timpurile cele mai vechi, uimitoarea performanță intelectuală de a prezice existența atomului. Cu mintea lor ascuțită, ei meditau asupra originii și alcătuirii tuturor lucrurilor care-i înconjurau. Ei erau ferm convinși că marea varietate a fenomenelor naturii trebuie să derive dintr-un singur principiu atotcuprinzător și, fără multă dibuială, au găsit imediat punctul de plecare al teoriei lor. După această teorie toate obiectele din natură, și chiar omul însuși, ar fi formate din niște unități minuscule, care din cauza micimii lor nu pot fi văzute și care nu se pot diviza mai departe. De la greci vine și termenul „atom", adică „indivizibil". Firește, considerentele lor erau de natură pur speculativă. Ei nu posedau mijloacele fizice sau chimice de demonstrare pe care noi sîntem astăzi obișnuiți să le folosim.

L e u c i p p, care a trăit pe la anul 500 î.e.n., a fost întemeietorul acestei atomistici pe care elevul său, D e m o c r i t (fig. 1), (pe la 420 î.e.n.), a dezvoltat-o mai departe. Amîndoi erau ma-

Fig. 1. Democrit (după Rubens).

terialişti intransigenţi şi considerau că existenţa şi evoluţia tuturor lucrurilor se bazează pe aceste particule indivizibile: „Nimic nu există afară de spaţiul gol şi de atomi!“ După ei, toţi atomii ar consta din aceeaşi substanţă primordială, dar ar avea „forme infinit de variate“ şi că în special poziţia lor reciprocă şi aranjamentul lor ar determina caracterul diferit al substanţelor, după cum „din aceleaşi litere se poate compune o tragedie sau o comedie“. Este, în adevăr, uimitor cît de mult se apropiaseră aceşti filosofi de adevărata stare de lucruri.

Speculaţiile intelectuale şi observaţiile simple din viaţa de toate zilele nu sînt însă suficiente pentru a pătrunde mai adînc în miezul problemei care fusese ridicată. De aceea, ipoteza de mai sus stătea pe temelii şubrede şi a avut mai tîrziu de luptat din greu ca să facă faţă altor concepţii. Ea avea atît partizani, cît şi adversari. Celebrul savant rus L o m o n o s o v era de părere că îndeosebi fenomenele calorice se datoresc mişcării reciproce a atomilor. Filosoful german K a n t era de părere contrarie, anume că materia solidă ar forma o masă continuă, fără lacune, ceea ce ar rezulta, la urma urmelor, şi din impenetrabilitatea reciprocă a corpurilor. Nu mai departe decît în anul 1890, renumitul chimist O s t w a l d scria: „Care este adevărata constituţie a materiei, ne este tot atît de necunoscută pe cît de indiferentă“.

De aici se vede perfect în ce confuzie pluteau încă pe atunci mulţi filosofi naturalişti, tocmai într-o vreme cînd de mult nu se mai putea pune la îndoială existenţa reală a atomilor.

Pe la începutul secolului nostru, s-a produs o schimbare în concepţia despre însăşi natura materiei. Pînă atunci se înţelegea prin materie tot ce era palpabil în mod concret şi ale cărui însuşiri diferite puteau fi explicate, în cele din urmă, prin însuşirile atomilor creaţi de natură o dată pentru totdeauna şi care erau consideraţi ca neschimbători. De partea cealaltă se găsea un alt grup de fenomene, ca electricitatea şi lumina, care erau considerate forţamente ca nemateriale, deoarece păreau că sînt complet

independente de corpurile materiale. Faţă de marile descoperiri făcute în jurul anului 1900 (despre care se va vorbi mai pe larg în cele ce urmează) acest materialism mecanic (metafizic) nu se mai putea susţine. Nu numai faptul că atomii s-au dovedit că sînt ei înşişi nişte construcţii extrem de variabile şi de complicate, ci şi relaţiile dintre masă şi energie (p. 44), care au ieşit la iveală pe neaşteptate, au constrîns pe fizicieni să lărgească limitele pînă atunci valabile ale conceptului de materie, care corespundea cunoştinţelor ştiinţifice ale timpului în care luase fiinţă. Materia nu se mai limitează astfel la ceea ce este pur substanţial (ponderabil), ci înglobează totalitatea fenomenelor naturale. Dacă se face abstracţie de formele particulare de manifestare şi de însuşirile materiei în veşnică şi inepuizabilă transformare, luate în parte, se obţine definiţia dată de Lenin materiei şi anume: „materia este categoria filozofică care desemnează realitatea obiectivă dată omului prin senzaţiile sale, copiată, fotografiată, oglindită de senzaţiile noastre şi existentă independent de ele“ [1]).

Dacă noţiunea de materie, care îşi are originea în timpurile mai vechi şi care desemna ceea ce este format din substanţă ponderabilă, mai este folosită şi azi de mulţi fizicieni, trebuie avut în vedere că prin aceasta nu se înţelege materia propriu-zisă, în forma ei cea mai generală, ci formele concrete de manifestare care se iau în considerare de fiecare dată.

Aşadar, şi atomii reprezintă, în structura lor specială, numai anumite forme sub care ni se prezintă materia. Şi alte forme, ca de pildă cîmpul electric sau cel magnetic, sînt tot atît de materiale, acestea fiind legate în modul cel mai strîns de atomi şi de părţile lor componente.

1.2. Atomismul chimic

Toate îndoielile anterioare în privinţa existenţei reale a atomilor ar fi trebuit de fapt să dispară în momentul în care chimistul englez J o h n D a l t o n a stabilit, în 1804, *legea proporţiilor simple şi multiple.*

Se ştia şi mai înainte că două substanţe chimice diferite se pot combina chimic numai în cantităţi care se găsesc într-un anumit raport între ele. De exemplu, se combină

[1]) *V. I. Lenin*, Opere, vol. 14, ed. rom., p.120, E.P.L.P.

7 g azot cu 4 g oxigen și dau gaz ilariant (protoxid de azot),
7 g azot cu 8 g oxigen și dau oxid de azot,
7 g azot cu 12 g oxigen și dau trioxid de azot,
7 g azot cu 16 g oxigen și dau bioxid de azot.

D a l t o n a atribuit această comportare ciudată structurii atomice a substanțelor. El a pornit de la ipoteza, care pe atunci era totuși destul de îndrăzneață, că atomii unei anumite substanțe

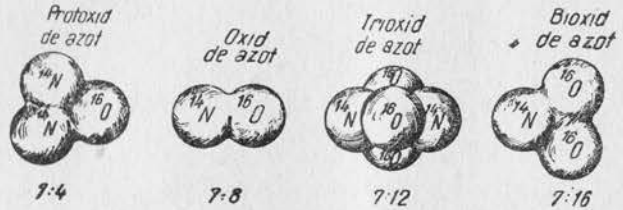


Fig. 2. Legea proporțiilor multiple și explicația ei cu ajutorul atomilor.

chimice de bază trebuie să aibă o masă egală cu unitatea. Dacă se combină doi sau mai mulți atomi, se formează o *moleculă* (fig. 2). Dacă toate moleculele au aceeași structură, raportul dintre masele substanțelor ce reacționează între ele trebuie să fie reprezentat întotdeauna prin multiplii întregi ai unor anumite cantități de bază.

Aici este locul să reamintim cititorului cîteva noțiuni fundamentale din chimie. Se știe că în natură există o serie de substanțe care nu pot fi descompuse în alte părți componente și care se numesc *elemente chimice*. Dintre acestea fac parte metalele pure, oxigenul, sulful etc. Oricum am trata sulful, pînă la urmă vom obține întotdeauna aceeași substanță. Toate însușirile sale derivă, deci, din acelea ale atomilor săi și prin urmare se poate spune că:

există cel puțin tot atîtea feluri de atomi cîte elemente chimice există.

Așa stăteau lucrurile pe vremea lui D a l t o n și încă mult timp după aceea. Dacă astăzi știm că numărul atomilor diferiți unul de altul este mult mai mare decît numărul elementelor cunoscute de chimiști, acest lucru are motive despre care vom mai vorbi.

Natural, pe atunci era absolut imposibil să se determine masa reală a unui atom. Rapoartele care s-au constatat că există între masele substanțelor cu care se lucra nu puteau fi decît expresia faptului că masele atomilor respectivi se găsesc în același raport una față de alta. Așa a luat naștere noțiunea de *greutate atomică*

(masa atomică relativă). După primul exemplu de mai sus am putea fi tentați să atribuim azotului masa atomică 7, iar oxigenului masa atomică 8. Trebuie însă să se ia în considerare și combinațiile cu alte elemente, potrivit cărora se poate atribui azotului masa atomică 14, iar oxigenului masa atomică 16. Încă și astăzi masele atomice se determină cu o precizie din ce în ce mai mare pe baza raportului care se constată cu prilejul transformărilor chimice. În acest scop, se ia ca punct de plecare masa atomică a oxigenului natural, căreia i s-a atribuit valoarea numerică precisă 16,0000.

Masa atomică chimică a unui element reprezintă raportul dintre masa atomului respectiv și $\frac{1}{16}$ *din masa atomului de oxigen natural.*

1.3. Sistemul periodic al elementelor

Înainte de a urmări mai departe istoria descoperirii atomului trebuie să menționăm un eveniment care a fost de cea mai mare importanță pentru evoluția ulterioară a științei. Pe la mijlocul secolului trecut se cunoșteau vreo 63 elemente. Se cunoștea că multe din ele aveau proprietăți fizico-chimice foarte apropiate. Care putea fi cauza mai profundă a acestei asemănări și ce lege mai generală se ascundea sub aceste relații? Această întrebare și-a pus-o și chimistul rus D m i t r i M e n d e l e e v și i-a găsit răspunsul în 1869 (în același an cu germanul L o t h a r M e y e r) întocmind *sistemul periodic al elementelor*. El a scris elementele în ordinea maselor lor atomice, pe mai multe rînduri, unul lîngă altul. Totodată a avut grijă ca elementele care se aseamănă foarte mult prin proprietățile lor chimice să se găsească întotdeauna unul sub altul. Tabloul 1 prezintă acest sistem în forma lui actuală.

Ideea lui M e n d e l e e v a fost genială, iar însemnătatea ei a devenit imediat evidentă. Este adevărat că sistemul său avea încă multe locuri goale, dar tocmai pe acestea el le lăsase libere, cu mare prevedere. Astfel, de exemplu, pe baza masei atomice crescînde, după calciu ar fi trebuit să urmeze titanul. Comportarea chimică a titanului corespundea însă mai de grabă cu cea a siliciului decît cu a aluminiului, care se găsea imediat deasupra lui. De aici M e n d e l e e v a tras concluzia că acesta este locul unui element încă necunoscut, a cărui masă atomică este situată între cea a calciului și cea a titanului și care trebuie să fie foarte asemă-

Tabloul 1. **Sistemul periodic al elementelor (masele atomice în 1960)**
(La elementele transuraniene se dau numerele de masă ale cîte unui izotop)

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII			
1	**1** H 1,0080										**2** He 4,003
2	**3** Li 6,940	**4** Be 9,013	**5** B 10,82	**6** C 12,010	**7** N 14,008	**8** O 16,0000	**9** F 19,00				**10** Ne 20,183
3	**11** Na 22,997	**12** Mg 24,32	**13** Al 26,98	**14** Si 28,09	**15** P 30,975	**16** S 32,06	**17** Cl 35,457				**18** Ar 39,944
4	**19** K 39,100	**20** Ca 40,08	**21** Sc 44,96	**22** Ti 47,90	**23** V 50,95	**24** Cr 52,01	**25** Mn 54,93	**26** Fe 55,85	**27** Co 58,94	**28** Ni 58,71	
4	**29** Cu 63,54	**30** Zn 65,38	**31** Ga 69,72	**32** Ge 72,60	**33** As 74,91	**34** Se 78,96	**35** Br 79,916				**36** Kr 83,80
5	**37** Rb 85,48	**38** Sr 87,63	**39** Y 88,92	**40** Zr 91,22	**41** Nb 92,91	**42** Mo 95,95	**43** Tc 98,913	**44** Ru 101,7	**45** Rh 102,91	**46** Pd 106,4	
5	**47** Ag 107,880	**48** Cd 112,41	**49** In 114,82	**50** Sn 118,70	**51** Sb 121,76	**52** Te 127,61	**53** J 126,91				**54** Xe 131,3
6	**55** Cs 132,91	**56** Ba 137,36	**57** La 138,92	**72** Hf 178,5	**73** Ta 180,88	**74** W 183,86	**75** Re 186,22	**76** Os 190,2	**77** Ir 193,1	**78** Pt 195,09	
6	**79** Au 197,2	**80** Hg 200,61	**81** Tl 204,39	**82** Pb 207,21	**83** Bi 209,00	**84** Po 210,00	**85** At 210				**86** Rn 222,00
7	**87** Fr 223	**88** Ra 226,05	**89** Ac 227,04								

6	Lantanide:	**58** Ce 140,13	**59** Pr 140,92	**60** Nd 144,27	**61** Pm 145	**62** Sm 150,35	**63** Eu 152,0	**64** Gd 157,26	**65** Tb 159,2	**66** Dy 162,51	**67** Ho 164,94	**68** Er 167,27	**69** Tu 169,4	**70** Yb 173,04	**71** Lu 174,99
7	Actinide:	**90** Th 232,12	**91** Pa 231,0	**92** U 238,07	**93** Np 237	**94** Pu 242	**95** Am 241	**96** Cm 243	**97** Bk 244	**98** Cf 246	**99** Es 253	**100**Fm 255	**101**Md 257	**102** No	

58…71 | 90…102

nator cu aluminiul. El a numit acest element ekabor. În adevăr, curînd după aceea (în 1879) el a fost descoperit într-un minereu din Scandinavia și de aceea a fost numit scandiu.

Poziția pe care o ocupă fiecare element în sistemul periodic este foarte importantă; de aceea ea este notată cu un număr. Acesta se numește *numărul de ordine Z*.

Numărul de ordine Z = poziția unui element în sistemul periodic.

1.4. Numărul lui Avogadro (Loschmidt)

Intre timp, pe măsură ce cunoștințele de fizică se înmulțeau, apăreau tot mai multe indicații asupra existenței reale a atomului. Un mare serviciu a adus științei fizicianul austriac Loschmidt. Pe baza datelor cunoscute asupra lungimii medii a drumului liber străbătut de o moleculă și asupra propagării căldurii în gaze, el a reușit în 1865 să calculeze cîte molecule conține 1 cm³ dintr-un gaz. Rezultatul calculului său era: 1 cm³ din orice gaz conține la temperatura de 0°C și la presiunea de 760 torr aproximativ $27 \cdot 10^{18}$ molecule.

1 atom-gram al unui element este acea cantitate de substanță care exprimată în grame coincide cu numărul ce dă masa sa atomică.

Astfel, un atom-gram de cupru (vezi sistemul periodic) este egal cu cantitatea de 63,54 g, iar un atom-gram de sulf este egal cu 32 g. Transformat în modul acesta, se obține *numărul lui Avogadro*[1]):

$$N = 6{,}024 \cdot 10^{23} \text{ atomi pe fiecare atom-gram.} \qquad (1)$$

Intrucît unele subtilități ale teoriei gazelor erau pe atunci încă necunoscute, rezultatul lui Avogadro și Loschmidt nu putea fi de la început prea exact. Valoarea dată mai sus este așa-numita „valoare a calculului". Ea este cea mai precisă din cîte se cunosc astăzi și se calculează pe baza densității unui cristal de calcit și a distanțelor interatomice măsurate cu ajutorul razelor Röntgen. Astăzi există vreo zece metode diferite, complet

[1]) Avogadro — fizician italian, care a descoperit acest număr independent de Loschmidt (N. Red. E.T.).

independente una de alta, pentru determinarea numărului N. Toate duc la același rezultat, așa că nu este posibilă nici o îndoială asupra justeței lor. Se poate face încercarea dificilă de a reprezenta într-un mod intuitiv numărul lui Loschmidt sau Avogadro. Dacă, de exemplu, fiecare atom ar avea mărimea unei gămălii de ac cu diametrul de 1 mm, atomii dintr-un atom-gram de cupru (63,54 g)

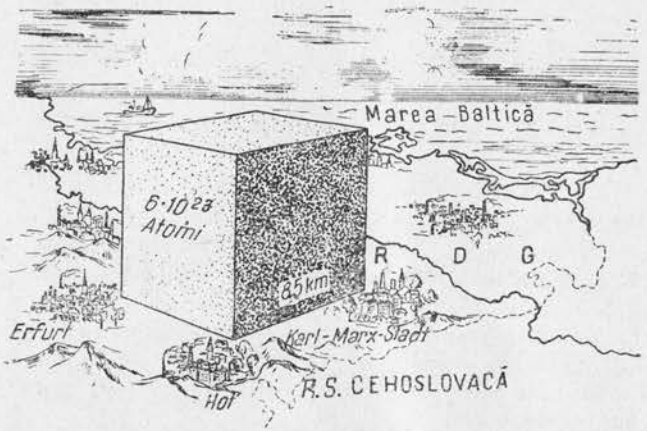


Fig. 3. Numărul lui Avogadro (Loschmidt).

ar umple un cub cu latura de 85 km (fig. 3). Dacă s-ar înșira unul lîngă altul, ca mărgelele pe ață, acești atomi măriți (pînă cînd diametrul lor devine 1 mm) ar da lungimea inimaginabilă de $6 \cdot 10^{17}$ km, adică aproximativ 60 000 ani lumină. Lordul K e l v i n este autorul următoarei experiențe imaginare.

Să presupunem că se marchează într-un mod oarecare moleculele din 5 mol de apă, adică 90 g, astfel încît să poată fi recunoscute în orice moment. Se toarnă în ocean conținutul acestui pahar de apă, după care se presupune că toate moleculele se distribuie în mod uniform în cele șapte oceane. Dacă se scoate apoi cu același pahar o probă din apa de mare, ea va conține încă 100 particule marcate.

1.4. 1. *Calculul masei atomice absolute*

Ea rezultă foarte simplu făcînd raportul dintre fiecare atom-gram și numărul N. Pentru cupru se obține $\frac{63{,}54}{6{,}023 \cdot 10^{23}} = 10{,}5 \cdot 10^{-23}$ g.

1.4.2 *Calculul diametrului unui atom*

Considerînd un atom-gram de cupru, el ar intra într-un cub de 7,12 cm³, dacă se calculează volumul a 63,5 g cupru cu o densitate de 8,9 g/cm³. Acest volum conține N atomi. Admițînd că atomii se ating între ei cam ca în fig. 4, fiecare atom ocupă volumul $\frac{7{,}12\ \text{cm}^3}{6{,}023 \cdot 10^{23}} = 11{,}8 \cdot 10^{-24}$ cm³. Dacă atomul ar fi cubic, lungimea laturii lui ar fi: $\sqrt[3]{11{,}8 \cdot 10^{-24}} = 2{,}28 \cdot 10^{-8}$ cm. Această din urmă ipoteză este desigur falsă, căci ar fi trebuit să ținem seama în ce mod sînt strînși atomii laolaltă. Dar rezultatul nu diferă prea mult de datele mai exacte.

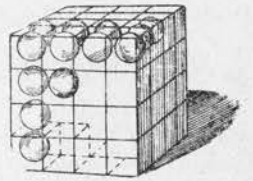


Fig. 4. Calculul diametrului atomului.

Diametrul atomilor este de ordinul de mărime a 10^{-8} cm.

Și despre acest lucru este greu ca cineva să-și poată face o idee. De exemplu, diametrul unei globule roșii din sînge (0,0075 mm) este echivalent cu lungimea obținută prin așezarea a 400 000 atomi unul lîngă altul (fig. 5).

Fig. 5. În diametrul unei globule roșii de sînge încap 400 000 atomi.

Fig. 6. Diametrele cîtorva atomi.

1.5. Electronii

Numărul lui Avogadro sau Loschmidt ne ajută să facem imediat un pas mai departe, într-o chestiune hotărîtoare, care privește natura electricității. Se știa de mult că unele substanțe solubile în apă (săruri, acizi, baze) se disociază în particule încărcate, care sînt de fapt cauza conducției electrice a apei. În special F a r a d a y a ajuns în 1834 la rezultate importante.

El a numit *anod* electrodul legat cu polul pozitiv al unei surse de curent, *catod* electrodul legat cu polul negativ și *ioni* particulele disociate în apă.

Ionii sînt atomi cu un exces de sarcină electrică de un semn în raport cu sarcina electrică de semn contrar.

Fenomenul fundamental al electrolizei consistă în faptul că ionii pozitivi se duc la catod, iar cei negativi se duc la anod și se depun acolo. Fără a intra în amănunte, vom aminti numai una din *legile lui Faraday*. Ea spune că pentru depunerea electrolitică a unui atom-gram dintr-un element chimic monovalent este necesară o anumită cantitate de electricitate, anume 96 479 coulombi (C) sau amperi-secunde (As). Această cantitate se numește numărul lui Faraday. De exemplu, pentru a obține în modul acesta 1 atom-gram de argint, adică 107,88 g, este nevoie de 96 479 coulombi, dar aceeași cantitate de electricitate depune și 1 atom-gram de sodiu adică 22,99 g.

Dacă vrem acum să știm ce cantitate de electricitate poartă un singur ion, n-avem decît să facem următorul raport: $\frac{96\,479}{6{,}023 \cdot 10^{23}} = 1{,}602 \cdot 10^{-19}$ As (1 As = 1 C). Astăzi există toate motivele să se considere că aceasta este cea mai mică sarcină electrică ce se găsește în natură.

Această idee s-a impus în special cu prilejul studierii *razelor catodice*. În adevăr, dacă se scoate cît mai bine aerul dintr-un tub de sticlă prevăzut cu doi electrozi și dacă se aplică o tensiune electrică înaltă, se produce o radiație; ea însăși nu este luminoasă, dar face alte substanțe să lumineze. H i t t o r f, descoperitorul ei (în 1869), a crezut mai întîi că are de-a face cu „raze luminescente" misterioase sau cu o „a patra stare de agregare a materiei". Din cercetările ulterioare a rezultat, însă,

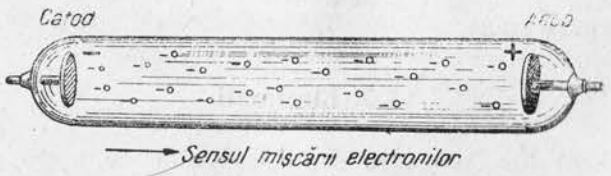


Fig. 7. Raze catodice.

(L e n a r d, 1898), că este vorba de particule libere, de electricitate negativă. Ele au fost numite electroni și se propagă în tub în linie dreaptă de la catod spre anod (fig. 7).

Nu putea însă fi vorba de atomi propriu-ziși, în sensul de pînă acum, deoarece masa lor era de aproximativ 1836 ori mai mică decît cea a atomului de hidrogen. Calculată în unități atomice, masa lor este $\frac{1{,}008}{1\,836} = 0{,}000\,549$ u.a.m. (unități atomice de masă).

Electronii sînt purtătorii celei mai mici cantități de electricitate negativă.

Masa lor absolută rezultă din raportul

$$\frac{0{,}000\,549}{6{,}023 \cdot 10^{23}}\ \text{g} = 9{,}1 \cdot 10^{-28}\ \text{g}.$$

T a b e l a 1. **Date numerice asupra electronului**

Sarcina (sarcina elementară)	$e_0 = 1{,}602 \cdot 10^{-19}$	coulombi	
sau	$e_0 = 4{,}8 \cdot 10^{-10}$	franklini [1])	
Masa de repaus.....	$m_0 = 9{,}1 \cdot 10^{-28}$	grame	
Masa atomică în scara fizică	$M = 0{,}000549$	unități atomice de masă	
Raza clasică a electronului [2]) ..	$r_0 = 1{,}4 \cdot 10^{-13}$	centimetri	

[1]) Această unitate CGS se folosește în mod avantajos la calculul forțelor electrice. 1 coulomb = $2{,}998 \cdot 10^9$ franklin (unități CGS electrostatice).

[2]) Pentru calculul lui r_0 se presupune în mod arbitrar că electronul este sferic și că sarcina este distribuită pe suprafața sa. Valoarea lui r_0 are de aceea un caracter estimativ.

1.6. Modelul de atom al lui Rutherford

Pînă la descoperirea electronului, fusese suficientă ipoteza că atomii sînt niște sfere mici masive, dar nu complet impenetrabile. În special proprietățile gazelor păreau că justifică această ipoteză. În gaze, atomii, respectiv moleculele, se comportă ca niște bile elastice, care se ciocnesc neîncetat între ele în timpul mișcării lor relative și ascultă în această privință de legile ciocnirii elastice.

Această concepție era însă contrazisă de anumite observații, care au fost făcute pentru prima dată în 1891 de H e i n r i c h H e r t z. Razele catodice, adică electronii cu mișcare rapidă, pot pătrunde prin foițe subțiri de metal și, prin urmare, trebuie să poată străbate interiorul atomilor. Elevul său, L e n a r d, prin studiul minuțios al fenomenelor de împrăștiere care se

manifestă cu acest prilej, a ajuns în 1903 la concluzia că fiecare atom constă probabil dintr-un *nucleu* foarte mic, care este înconjurat de un *înveliș* relativ puțin dens de electroni (fig. 8). În acest nucleu trebuia să se găsească sarcina pozitivă, care ține în echilibru electric sarcina negativă a învelișului.

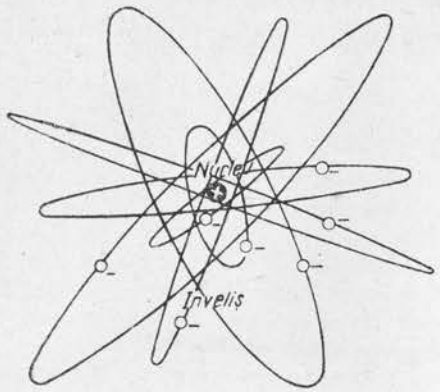


Fig. 8. Model de atom cu nucleu și înveliș electronic.

Un eveniment care a adus mai multă claritate asupra structurii intime a atomilor și care a scos la lumină o nebănuită mulțime de fenomene de un gen cu totul nou a fost descoperirea radiului și a radiațiilor radioactive (1898). În această epocă din preajma începutului secolului nostru au apărut și din alte direcții multe lucruri noi, care au lărgit enorm cunoștințele de pînă atunci asupra atomilor. Atomistica s-a transformat într-o teorie atomică bine închegată. Ca părinte al ei trebuie considerat fizicianul englez Ernest Rutherford (1871 — 1937) (fig. 9).

Fig. 9. Ernest Rutherford (1871—1937).

El și cu elevii săi au efectuat în anul 1911 experiențe de împrăștiere asemănătoare cu ale lui Lenard, dar au folosit în acest scop razele α emise de substanțele radioactive. Vom vedea mai departe (p. 93) că în acest caz este vorba de proiectile cu sarcină electrică pozitivă cu forță de pătrundere mult mai mare. Și cu acest prilej s-a dovedit că atomul este în cea mai mare parte gol. Măsurările au dat un diametru al nucleului de ordinul de mărime 10^{-13} cm.

Pe baza altor amănunte descoperite între timp, se consideră că raza unui nucleu atomic este:

$$r_0 = 1{,}4 \cdot 10^{-13} \sqrt[3]{A} \text{ [cm]}, \qquad (2)$$

unde A este masa atomică.

Aproape întreaga masă a atomului este concentrată în acest nucleu extrem de mic. Un calcul simplu arată că densitatea

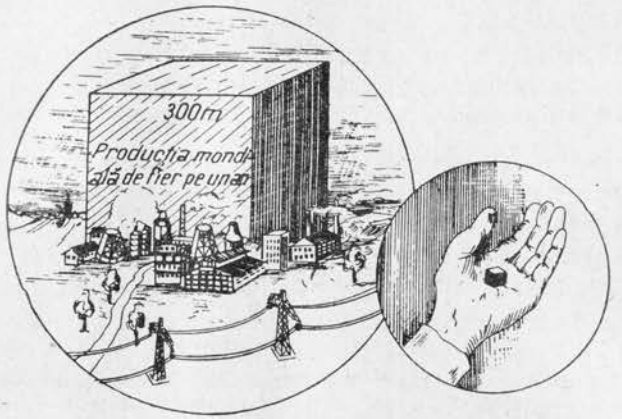


Fig. 10. Densitatea masei nucleare. Un centimetru cub de substanță nucleară pură are o greutate egală cu producția mondială de fier pe un an.

masei nucleului trebuie să aibă valoarea neînchipuit de mare, de aproximativ $2 \cdot 10^{14}$ g/cm^3. Aceasta înseamnă 200 milioane tone pe centimetru cub. Un cub cu latura de 1 cm umplut cu masă nucleară pură ar cîntări cît producția anuală de fier a lumii întregi (fig. 10). Corpurile solide pe care le cunoaștem nu sînt atît de compacte cum par. În realitate, ele nu sînt decît niște formațiuni nebuloase, niște nori afînați, din pulbere extrem de fină, care umplu spațiul acolo unde noi credem că avem în mînă o substanță solidă.

Rutherford a mai găsit că nucleul atomic este încărcat cu electricitate pozitivă și mai cu seamă a descoperit faptul important că numărul de sarcini nucleare pozitive coincide cu numărul de ordine al elementului respectiv din sistemul periodic.

Numărul de ordine al unui element din sistemul periodic este egal cu numărul de sarcini elementare pozitive ale nucleului.

Legea care stă la baza sistemului periodic s-a dovedit a fi în cea mai strînsă legătură cu structura atomului.

Atomi cu sarcini electrice întîlnim numai în cazuri speciale (sub formă de ioni). Întrucît altminteri ei apar, în exterior, ca niște entități neutre din punct de vedere electric, înseamnă că numărul de sarcini pozitive din nucleu trebuie să fie egal cu numărul de electroni negativi. Rutherford își explica acest lucru în sensul că electronii se învîrtesc în jurul nucleului atomic la o distanță considerabilă. Forța centrifugă și atracția electrostatică se echilibrează astfel reciproc. De aceea, modelul de atom al lui Rutherford apare ca un mic sistem solar, ale cărui planete trebuie să se rotească în jurul astrului central, pentru ca să nu cadă spre interior din cauza forței de gravitație.

Numărul de electroni din învelișul atomului neutru este egal cu numărul de sarcini pozitive ale nucleului.

Putem încerca să ne facem o idee despre ordinul de mărime al distanțelor. Să presupunem că nucleul are diametrul unui bob de mazăre. Atunci electronii (tot de mărimea unui bob de mazăre) s-ar găsi la o distanță de un sfert de kilometru (fig. 11).

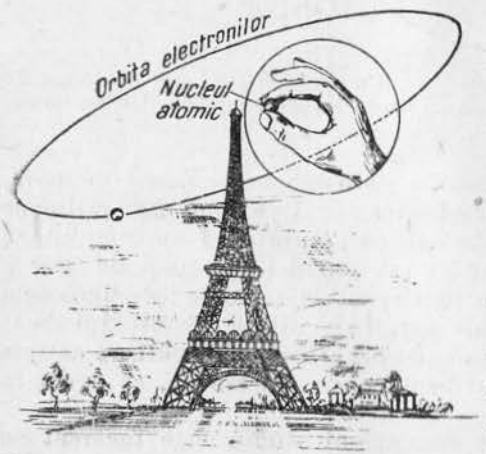


Fig. 11. Comparație între mărimea nucleului și a atomului. Nucleul are mărimea unui bob de mazăre.

Modelul planetar pare puțin ireal, căci se împacă greu cu modul cum se comportă în alte împrejurări atomii, care, de exemplu se ciocnesc unii cu alții într-un gaz, ca niște bile perfect elastice, cu impenetrabilitatea și duritatea corpurilor solide, cu stabilitatea formei acestora și așa mai departe. Nu trebuie însă să se treacă cu vederea faptul că aici avem de-a face numai cu un *model*. Rostul lui este numai să pună în acord un anumit grup de experiențe individuale. Este vorba de o

construcție teoretică de probă, care nu trebuie să fie confundată cu „înfățișarea" reală, care încă nu e cunoscută. Vom vedea mai departe ce transformări a suferit ulterior modelul atomic.

1.7. Alcătuirea nucleului atomic

Din cercetările sale ulterioare, Rutherford a tras concluzia că nici nucleul atomic nu poate fi un corp masiv. Întrucît nucleul este întotdeauna încărcat pozitiv, el a presupus că fiecare nucleu se compune din mai multe particule elementare la fel de grele, din așa-numiții *protoni*.

Protonul este o particulă cu masa atomică 1,007597[1]) *și poartă o sarcină elementară pozitivă de* $1{,}602 \cdot 10^{-19}$ C.

Pentru calcule numerice, de multe ori se rotunjesc masele atomice la numere întregi, în sus sau în jos, și atunci se vorbește de *numărul de masă*.

Numărul de masă A este valoarea masei atomice rotunjită la un număr întreg și dă numărul total de particule elementare pe care le conține nucleul.

Deoarece însă toți atomii, cu excepția hidrogenului ($A = 1$), au numărul de masă întotdeauna mai mare decît numărul de ordine (numărul de sarcini ale nucleului), Rutherford a trebuit să admită că întotdeauna o parte din protonii nucleului sînt neutralizați de electroni ce ar exista în nucleu. Nucleul de heliu, al cărui număr de masă este 4, trebuie prin urmare să cuprindă 4 protoni și 2 electroni. De aici rezultă o sarcină nucleară de 2 unități pozitive. De-abia mult mai tîrziu, în anul 1932, cînd Chadwick a descoperit *neutronul*, s-a văzut că ipoteza lui Rutherford nu era exactă.

Neutronul este o particulă neutră din punct de vedere electric, cu masa atomică 1,008987[1]).

Prin urmare, modelul lui Rutherford urmează să fie modificat în sensul că nucleul nu conține electroni, ci numai protoni și neutroni.

Nucleul atomic constă din protoni și neutroni, cărora li s-a dat denumirea comună de „nucleoni".

Exemplu. Deoarece $A = 7$, nucleul atomului de litiu conține 7 nucleoni, dintre care 3 protoni și 4 neutroni.

[1]) Această valoare reprezintă „masa atomică fizică" (p. 139).

Alcătuirea unui nucleu atomic poate fi, aşadar, exprimată prin formula prescurtată

$$\boxed{A = Z + N} \qquad (3)$$

adică *numărul de masă = numărul de protoni + numărul de neutroni.*

Deşi modelul lui Rutherford nu spune încă nimic în ce mod sînt repartizaţi electronii în învelişul atomului, totuşi, pe baza

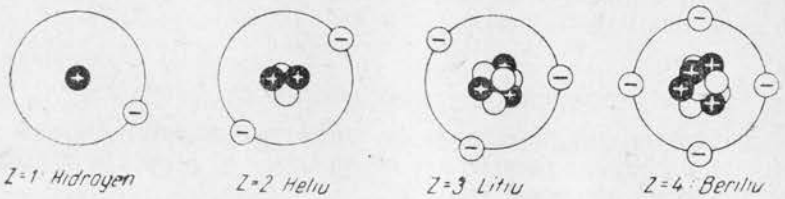


Fig. 12. Modelele cele mai simple de atomi (cerculeţele albe desemnează neutroni, cerculeţele negre protoni).

celor aflate pînă acum, ne putem forma o imagine schematică despre felul cum ar putea fi construiţi atomii diferitelor elemente (fig. 12).

2. Legi importante pentru fizica atomică

2.1. Cîteva mărimi mecanice

2.1.1. *Impulsul*

Impulsul unui corp (numit şi cantitate de mişcare) este produsul masei sale cu viteza sa[1]):

$$\boxed{p = mv}\,. \qquad (4)$$

Exemplu. Să presupunem că un glonţ mic are masa de 3 g şi se mişcă în linie dreaptă cu o viteză constantă de 500 cm/s. El are atunci un impuls

$$p = 3\ \text{g} \cdot 500\ \text{cm/s} = 1\,500\ \text{g} \cdot \text{cm/s} \quad \text{(fig. 13).}$$

[1]) Impulsul, ca şi viteza, este o mărime vectorială, caracterizată prin valoare, direcţie şi sens (N. Red. E.T.).

Să ne închipuim acum un vagon care se poate mişca foarte uşor şi pe care este instalat un mic tun. În momentul în care se trage cu tunul şi proiectilul se pune în mişcare, vagonul porneşte pe şine în sens contrar. Este efectul binecunoscut al „reculului". Dacă se examinează acest proces mai atent, se constată

Fig. 13. Impulsul unui glonţ.

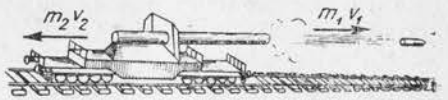


Fig. 14. Ilustraţie la legea de conservare a impulsului.

că impulsul proiectilului m_1v_1 este egal cu impulsul vagonului (inclusiv tunul) m_2v_2, dar de sens contrar (fig. 14). Proiectilul, relativ uşor, are o viteză foarte mare, în schimb masa mare a vagonului (inclusiv tunul) se deplasează, relativ încet, înapoi.

Întregul proces se poate exprima prin ecuaţia

$$m_1v_1 = -\,m_2v_2$$

sau, ceea ce este acelaşi lucru:

$$m_1v_1 + m_2v_2 = 0.$$

Înainte de tragere, tunul şi proiectilul erau în repaus, iar impulsul total al sistemului era egal cu zero. După separarea celor două corpuri, impulsul total este egal tot cu zero şi, prin urmare, nu s-a modificat în cursul întregului proces. Aceasta exprimă *legea conservării impulsului*:

> *impulsul total al unui sistem închis rămîne întotdeauna constant.*

Expresia „sistem închis" trebuie înţeleasă în sensul că nu se exercită nici o influenţă din afară asupra sistemului considerat.

2.1.2. *Momentul cinetic*

Momentul cinetic (numit şi momentul cantităţii de mişcare) se referă, spre deosebire de impulsul mv, la un corp care sau parcurge o orbită circulară sau se roteşte în jurul propriei sale axe. În primul caz el se numeşte *moment cinetic orbital*, iar în al doilea caz *moment cinetic propriu*.

Şi într-un caz şi în celălalt, însă, în locul masei m din definiţia impulsului avem momentul de inerţie J al corpului, iar în locul vitezei liniare, v, viteza unghiulară ω, aşa că

momentul cinetic este $\boxed{p_\varphi = J\omega}$. (5)

Se ştie că momentul de inerţie J al unui corp depinde numai de forma sa geometrică şi de poziţia axei de rotaţie şi că trebuie calculat de la caz la caz.

Noi vom avea de a face în primul rînd cu momentul cinetic

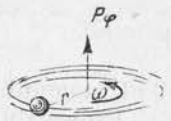


Fig. 15. Momentul cinetic orbital.

Fig. 16. Momentul cinetic propriu.

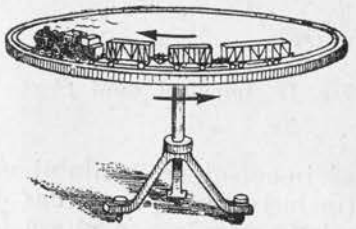


Fig. 17. Ilustraţie la legea conservării momentului cinetic.

al electronului. Acesta poate fi considerat ca o masă punctiformă ce se învîrteşte în jurul nucleului la distanţa r (fig. 15). Pentru o asemenea masă, se ştie că $J = mr^2$, aşa încît

momentul cinetic orbital al electronului este: $\boxed{p_\varphi = mr^2\omega}$. (6)

Dacă ne închipuim electronul ca o mică sferă, el se poate roti şi ca un titirez în jurul propriei sale axe (fig. 16). Întrucît acum trebuie luată în considerare forma sferică şi întrucît axa de rotaţie trece prin centrul sferei, rezultă pentru momentul cinetic propriu o valoare cu totul diferită de aceea a momentului cinetic orbital. Nu se poate însă spune cu certitudine dacă electronul are sau nu înfăţişarea unei mici sfere; de altă parte, viteza sa unghiulară este necunoscută. Ceva mai mult, pentru a putea trage o concluzie asupra existenţei şi mărimii momentului cinetic propriu, trebuie să se pornească de la alte criterii şi observaţii, despre care se va mai vorbi.

Am pomenit deja legea conservării impulsului. Pentru momentul cinetic este valabilă o lege cu totul asemănătoare. Să presupunem că un tren-jucărie se găseşte pe un disc rotativ care se poate mişca cu uşurinţă (fig. 17). Considerăm ambele obiecte în repaus. Dacă se pune trenul în mişcare, în acelaşi moment

începe şi discul rotativ să se învîrtească în sens contrar. Îndată ce trenul se opreşte, şi mişcarea discului încetează. Oricărei modificări a momentului cinetic al trenului îi corespunde o modificare la fel de mare a momentului cinetic al liniei ferate. Acelaşi lucru se întîmplă şi cînd discul rotativ este ţinut nemişcat. În acest caz, momentul cinetic de sens contrar se transmite la tot globul pămîntesc. Prin urmare, există şi o *lege a conservării momentului cinetic*:

momentul cinetic total al unui sistem închis rămîne întotdeauna constant.

2.1.3. *Energia mecanică*

Energia este capacitatea unui corp de a efectua un lucru mecanic. Dacă ridicăm o greutate G la înălţimea h (fig. 18), la sfîrşitul acestei operaţii ea are

energia potenţială (energia de poziţie): $\boxed{E_{pot} = Gh}$. (7)

Exemplu. Pentru a ridica la înălţimea de un metru un corp în greutate de 1 kgf, trebuie să se efectueze un lucru mecanic de 1 kgf·m. Se mai poate spune că însuşi corpul are faţă de pămînt o energie potenţială de 1 kgf·m.

Unitatea de măsură kilogramforţă-metru face parte din sistemul tehnic de unităţi. Deoarece în calculele de fizică atomică se preferă sistemul CGS, vom folosi aici, ca unitate de măsură a lucrului mecanic şi a energiei, ergul.

Între kilogramforţă-metru şi erg există relaţia

$$1 \text{ kgf} \cdot \text{m} = 9{,}81 \cdot 10^7 \text{ erg}$$
$$(1 \text{ erg} = 1 \text{ g} \cdot \text{cm}^2/\text{s}^2).$$

Dacă, din contră, un obiect se găseşte în mişcare, ca de pildă o piatră care cade (fig. 19), el are o altă formă de energie mecanică şi anume o

energie cinetică (energie de mişcare): $\boxed{E_{cin} = \frac{mv^2}{2}}$. (8)

Nu numai piatra care cade, ci orice corp care se găseşte în mişcare are energie cinetică. Această mărime nu trebuie, însă,

confundată cu impulsul. Impulsul mv caracterizează numai *starea* de mişcare, pe cînd energia cinetică reprezintă lucrul mecanic ce este oarecum acumulat în obiectul considerat.

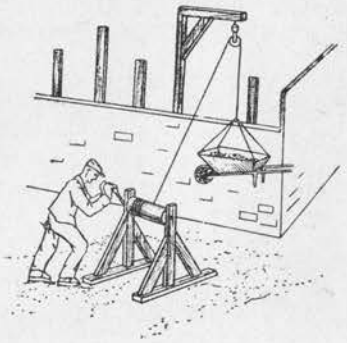


Fig. 18. Energia potenţială.

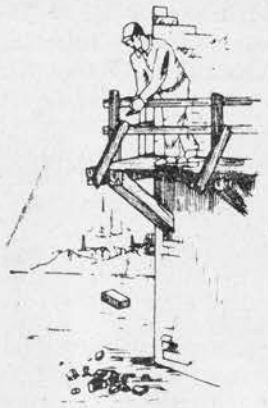


Fig. 19. Energia cinetică.

Exemplu. Glonţul cu masa de 3 g de care a fost vorba la p. 26 are, la o viteză de 500 cm/s, o energie cinetică de

$$\frac{3\ \text{g} \cdot 250\,000\ \text{cm}^2}{2\ \text{s}^2} = 375\,000\ \text{g} \cdot \text{cm}^2/\text{s}^2,$$

ceea ce se mai scrie pe scurt şi $3{,}75 \cdot 10^5$ erg.

2.1.4. *Unităţi de măsură ale energiei*

De la erg se poate trece direct la lucrul mecanic electric, care are ca unitate *wattsecunda* sau *joulul* (Ws sau J). De la 1.I.1948, această unitate s-a stabilit în aşa fel încît 10^7 ergi corespund exact cu 1 Ws (1Ws = 1J).

În mod special, în fizica atomică se preferă *electron-voltul* (eV). Pentru a înţelege ce este această unitate, să ne închipuim un tub din care s-a scos complet aerul şi în care se găsesc doi electrozi, între care există o tensiune de un volt (fig. 20). Cînd catodul emite electroni, aceştia sînt atraşi de anod şi străbat spaţiul dintre electrozi, cu o mişcare *accelerată*. Prin urmare, ei se vor ciocni de anod cu o anumită viteză finală. În acel moment, fiecare electron are o energie de 1 eV.

1 electron-volt (eV) este energia unui electron care a traversat nestingherit o diferenţă de potenţial de un volt.

1 MeV = 1 milion eV (10^6 eV).

Dacă tensiunea anodică este, de exemplu, de 50 000 V, fiecare electron are la sfîrşitul cursei sale o energie de 50 000 eV.

Relaţia dintre electron-volt şi erg se poate stabili cu uşurinţă. Deoarece

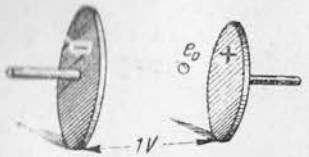


Fig. 20. 1 electron-volt.

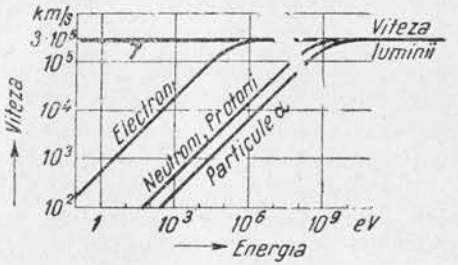


Fig. 21. Relaţia dintre energia de mişcare (în eV) şi viteza (în km/s) pentru diferite particule (în scări logaritmice).

(p. 21) un electron are sarcina de $1{,}602 \cdot 10^{-19}$ C, avem mai întîi că $1\ \text{eV} = 1{,}602 \cdot 10^{-19}$ J. Întrucît însă $1\ \text{J} = 10^7$ erg, trebuie să avem $1\ \text{eV} = 1{,}602 \cdot 10^{-19} \cdot 10^7\ \text{erg} \approx 1{,}6 \cdot 10^{-12}$ erg.

Pe baza energiei date în ergi, se poate apoi calcula, cu ajutorul formulei (8), viteza particulei. Modul în care depind cele două mărimi una de alta se vede din curbele reprezentate în fig. 21. Ele ţin seamă de creşterea relativistă a masei, despre care se va vorbi la p. 36.

Tabela 2 poate servi la transformarea comodă a diferitelor unităţi.

Tabela 2. **Transformarea unităţilor de măsură ale energiei**

	kgf·m	erg	J(Ws)	eV	cal	kWh
1 kgf·m	1	$9{,}81 \cdot 10^7$	9,81	$6{,}12 \cdot 10^{19}$	2,34	$2{,}72 \cdot 10^{-6}$
1 erg	$1{,}02 \cdot 10^{-8}$	1	10^{-7}	$6{,}24 \cdot 10^{11}$	$2{,}39 \cdot 10^{-8}$	$2{,}78 \cdot 10^{-14}$
1 J(Ws)	0,102	10^7	1	$6{,}24 \cdot 10^{18}$	0,239	$2{,}78 \cdot 10^{-7}$
1 eV	$1{,}63 \cdot 10^{-20}$	$1{,}6 \cdot 10^{-12}$	$1{,}6 \cdot 10^{-19}$	1	$3{,}83 \cdot 10^{-20}$	$4{,}45 \cdot 10^{-26}$
1 cal	0,427	$4{,}19 \cdot 10^7$	4,19	$2{,}61 \cdot 10^{19}$	1	$1{,}16 \cdot 10^{-6}$
1 kg huilă	$3{,}4 \cdot 10^6$	$3{,}34 \cdot 10^{14}$	$3{,}34 \cdot 10^7$	$2{,}1 \cdot 10^{26}$	$8 \cdot 10^6$	9,28

2.1.5. *Acțiunea*

Întreaga fizică atomică este dominată de o mărime specifică, ce pare foarte ciudată pentru cine nu-i de specialitate. Este vorba de *acțiune*. Tehnicianul este familiar cu noțiunea de *putere*. El știe că puterea $= \frac{\text{lucru mecanic}}{\text{timp}}$ sau, întrucît lucrul mecanic și energia au aceleași dimensiuni, puterea $= \frac{\text{energie}}{\text{timp}}$. Acțiunea este, însă, produsul energie × timp. Tehnicianul nu ar ști ce să facă în calcul cu acest ciudat produs, dintre lucrul mecanic sau energie și timp, care se numește acțiune.

Așadar, pe cînd puterea are unitatea de măsură erg/s, acțiunea are unitatea de măsură erg·s, care se mai poate scrie și $g \cdot cm^2/s$. Dar momentul cinetic $mr^2\omega$ (6) are și el tot unitatea $g \cdot cm^2/s$, deci

momentul cinetic și acțiunea au aceleași dimensiuni.

Aceste două mărimi sînt legate printr-o relație și mai strînsă. În adevăr, acțiunea se mai poate defini și ca produsul *impuls* × *drum parcurs*, adică *mvs*. În particular, pentru un corp care se mișcă pe o orbită circulară, cum este electronul, se poate scrie:

acțiunea = impulsul × drumul circular.

Drumul circular parcurs într-o rotație completă este $s = 2\pi r$. De aici rezultă pentru acțiune valoarea $mv \cdot 2\pi r$ sau (din cauză că $v = r\omega$).

acțiunea electronului în mișcare de revoluție este:

$$\boxed{mr^2\omega 2\pi} \,. \qquad (9)$$

Dacă se compară expresia (9) cu cea a momentului cinetic orbital (6) al electronului, se vede imediat că acțiunea acestuia în mișcarea de revoluție este egală cu de 2π ori momentul cinetic orbital.

2.2. Magnetonul

Încă din anul 1822, A m p è r e a emis ipoteza că magnetismul se datorește unor curenți electrici circulari foarte slabi din interiorul particulelor celor mai mici ale fierului. Această concepție a *curenților moleculari* multă vreme nu și-a putut însă

face drum, din cauză că nu se putea explica cum luau naștere acești curenți. Unde trebuia căutată sursa curenților?

Între timp cunoștințele noastre s-au lărgit. În cazul cel mai simplu, electronii parcurg orbite circulare în jurul nucleului. Avem de a face cu deplasarea unei mici cantități de electricitate, ceea ce echivalează cu un curent electric minuscul. Desigur, cititorul știe că o bobină prin care trece un curent și care se găsește într-un cîmp magnetic este supusă unui cuplu. În cele din urmă, ea se așază în așa fel încît cîmpul său magnetic coincide cu cîmpul exterior. Acesta este principiul motorului electric, care, natural, este astfel construit, încît rotația să continue mereu.

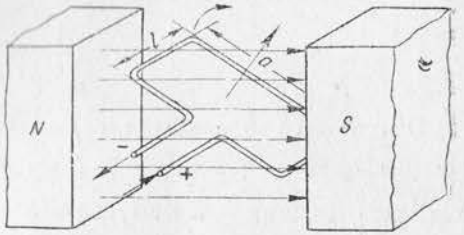


Fig. 22. Spiră dreptunghiulară parcursă de curent, situată într-un cîmp magnetic.

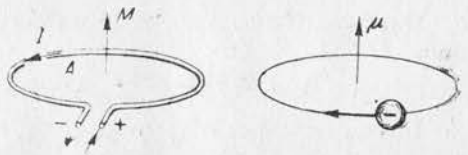


Fig. 23. Momentul magnetic al unui curent circular și al electronului în rotație.

O formulă simplă dă forța care acționează în acest caz asupra unui conductor de lungime l : $F = BIl \cdot 10^{-1}$ [dyn], dacă inducția magnetică B este exprimată în gauși (Gs), curentul în amperi și l în centimetri. Dacă în loc de o bucată de sîrmă se ia o buclă dreptunghiulară, ea este supusă unui cuplu $C = IalB \cdot 10^{-1}$ [dyn·cm] (fig. 22), căci momentul forței este produsul dintre forță și brațul de pîrghie. Dacă se notează aria buclei cu $A = al$, atunci $C = IAB \cdot 10^{-1}$ [dyn·cm].

Produsul $I \cdot A$ care apare aici se numește

momentul magnetic al curentului circular: $\boxed{M = IA}$. (10)

Ceea ce este just în mare, trebuie să fie valabil și în mic[1]). În atom curentul I este reprezentat de sarcina e_0 a electronului care se învîrtește cu frecvența ν pe o traiectorie circulară cu raza r (fig. 23). De aici rezultă că $A = \pi r^2$ și $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$;

[1]) Această afirmație nu este întotdeauna valabilă, cum va rezulta din multe exemple mai departe (N. Red. E.T.).

Deci, momentul magnetic devine $\mu = e_0 A \nu = \frac{e_0 \omega \pi r^2}{2\pi}$. Astfel *momentul magnetic al electronului în mișcare circulară* este:

$$\boxed{\mu = \frac{1}{2} e_0 r^2 \omega} \qquad (11)$$

Din motive ce urmează a fi analizate (p. 63), momentul cinetic (6) $m_0 r^2 \omega$ este egal cu $\frac{h}{2\pi}$. Dacă se ține seama de această egalitate, formula de mai înainte ne dă

magnetonul Bohr : $$\boxed{\mu_B = \frac{e_0 h}{4\pi m_0}} \qquad (12)$$

Dacă introducem valorile numerice cunoscute (e_0 în C), obținem

$$\mu = 9{,}273 \cdot 10^{-20} \text{ A} \cdot \text{cm}^2 = 9{,}273 \text{ erg/Gs}.$$

Înlocuind masa electronului m_0 cu aceea a protonului M, se obține

magnetonul nuclear: $$\boxed{\mu = \frac{e_0 h}{4\pi M}} \qquad (13)$$

Din cauză că masa M este mult mai mare, magnetonul nuclear este de 1836 ori mai mic decît magnetonul Bohr.

2.3. Relativitatea masei

Nimeni nu știe cum arată un atom. Totuși, în ultima analiză, toate impresiile luminoase, care ajung din lumea exterioară la ochiul nostru, provin de la atomi. De aceea, natura luminii trebuie să fie în cea mai strînsă legătură cu constituția atomului.

Lumina vizibilă face parte din marea familie a undelor electromagnetice. Undele de radio, undele ultrascurte și cele folosite în radar, radiația termică, lumina vizibilă și invizibilă și razele Röntgen sînt toate, prin natura lor, unul și același lucru. Ele se propagă în vid cu aceeași viteză.

Viteza luminii în vid este:

$$c = 299\,793 \text{ km/s} = 2{,}997\,93 \cdot 10^{10} \text{ cm/s}. \qquad (14)$$

Singurul lucru care le deosebește este lungimea lor de undă λ, respectiv frecvența lor ν. Pentru toate felurile de unde electromagnetice este valabilă legea

$$\boxed{\lambda \nu = c} \qquad (15)$$

În ceea ce privește viteza luminii în vid c, lucrurile au și un aspect particular. Ea este una dintre constantele absolute ale naturii, ce are o importanță fundamentală pentru structura materiei în întreg Universul. Meritul de a fi recunoscut rolul imens al mărimii c îi revine în primul rînd lui Albert Einstein. La baza faimoasei sale *teorii a relativității* (1905) stă, între altele, ideea confirmată între timp de observații astronomice și experiențe că viteza luminii în vid reprezintă limita superioară a vitezelor cu care se poate mișca un corp.

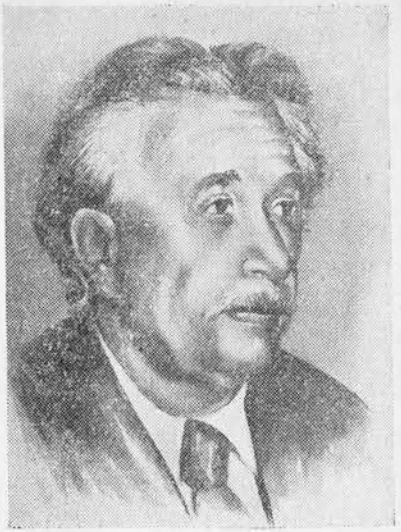


Fig. 24. Albert Einstein (1879—1955).

Nu este greu să se imprime unui proiectil o viteză de cîteva mii de metri pe secundă și să se accelereze electroni pînă la viteze de mii de kilometri pe secundă. Însă cu cît viteza corpului se apropie de aceea a luminii, cu atît masa lui opune o mai mare rezistență oricărei încercări de a-l accelera și mai mult. Masa lui devine din ce în ce mai mare. Corpul devine din ce în ce mai inert, ca un automobil care se lasă din ce în ce mai greu accelerat, pe măsură ce se apropie de viteza lui maximă. Diferența este, însă, că la automobil cauza este construcția mașinii. Dar nici cea mai rapidă rachetă cosmică nu va putea vreodată să se apropie de viteza luminii și aceasta nu din motive tehnice, ci din motive fizice. Crescînd în proporții gigantice, masa ei ar deveni în cele din urmă infinit de mare și ar face imposibilă orice accelerație în plus [1]).

[1]) De fapt această „variație a masei cu viteza" este una din manifestările proprietăților spațiu-timpului, cu care se ocupă teoria relativității (N.Red. E.T.).

Nici un corp fizic nu poate atinge viteza luminii în vid.

Această *creştere relativistă a masei* rămîne, firește, neobservabilă în viaţa de toate zilele şi în procesele tehnice obişnuite; ea se face simţită numai la viteze foarte mari. Ea se manifestă deja în mod foarte supărător în timpul funcţionării marilor acceleratori moderni de particule.

Aşadar, trebuie să se facă distincţie între *masa de repaus*, m_0 a unui corp şi *masa lui de mişcare* m. Relaţia dintre ele este dată de formula

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}} \qquad (16)$$

în care v este viteza corpului, iar c viteza luminii în vid.

Pentru *electroni* cu viteze mari, calculul dă următoarele valori:

Tabela 3. **Creşterea relativă a masei electronilor**

Viteza, în cm/s	Energia, în MeV	m/m_0
$1{,}872 \cdot 10^9$	0,001	1,002
$5{,}847 \cdot 10^9$	0,01	1,020
$1{,}682 \cdot 10^{10}$	0,1	1,196
$2{,}821 \cdot 10^{10}$	1	2,957
$2{,}994 \cdot 10^{10}$	10	20,58

2.4. Cuante de radiaţie

Înainte de a analiza problema modului în care poate un atom să emită unde de lumină, trebuie în primul rînd să cunoaştem legea generală după care un corp emite radiaţii. Se constată mai întîi că orice corp emite un amestec de radiaţii cu lungimile de undă cele mai diferite. Cu cît încălzim mai tare o bucată de fier, cu atît radiaţia sa termică devine mai intensă, iar cînd corpul începe să devină incandescent, el radiază în măsură tot mai mare lumina vizibilă. La fiecare temperatură există o distribuţie perfect determinată a lungimilor de undă, care se poate

măsura şi reprezenta grafic. Figura 25 arată cîteva curbe de radiaţie ale „corpului negru“ [1]). Se vede din aceste curbe că la 1 000°C maximum de energie este radiată cu o lungime de undă de 2,4 μ. Numai o porţiune mică de la capătul din stînga al curbei reprezintă lumina vizibilă.

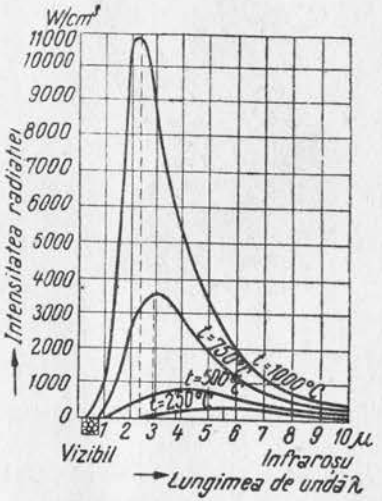


Fig. 25. Curbele de radiaţie a corpului negru.

Pe la începutul acestui secol, cea mai mare străduinţă a fizicienilor era să deducă şi teoretic această lege a radiaţiei termice. S-au găsit chiar formule, care însă nu au dat curba de radiaţie corectă. Ele nu prezentau mai ales forma caracteristică de clopot, închisă în partea de sus, ci se ridicau, de la stînga sau de la dreapta, spre infinit. Totuşi nu s-au putut constata erori de calcul.

Max Planck a reuşit să găsească dezlegarea acestei enigme în anul 1900 prin stabilirea unei formule de radiaţie care reda exact alura curbei empirice, pentru orice temperatură. Ea conţine, ca un caz particular, şi formulele predecesorilor săi. Ca şi aceştia, Planck a pornit de la ideea că radiaţia este produsă de nişte „oscilatori liniari“, adică de nişte entităţi atomice oscilante de cea mai simplă speţă. Fiecare oscilator oscilează cu o frecvenţă perfect definită, ca un pendul minuscul. Un pendul poate fi, însă, împins mai slab sau mai puternic şi i se poate astfel comunica orice cantitate de energie dorim. Se poate, deci, concepe orice gradaţie, oricît de fină, de energie.

Lucrul nou, revoluţionar, în concepţia lui Planck era, însă, că fiecare din aceşti oscilatori poate să conţină numai multipli întregi ai unei anumite cantităţi minime de energie. Cantitatea minimă de energie, de care este vorba de fiecare dată, se numeşte *cuantă elementară* sau, mai pe scurt, *cuantă*. Aşadar *cuantele sînt cantităţile cele mai mici, indivizibile, de energie pe care le conţine un sistem oscilant sau o radiaţie de o anumită frecvenţă.*

[1]) Prin acest termen se înţelege un corp care, în comparaţie cu toate celelalte, emite şi absoarbe cel mai intens radiaţii la o temperatură dată.

Fig. 26. Max Planck (1858—1947).

Cînd spunem „numai multipli întregi", se înţelege că un oscilator poate sau să nu conţină nici o cuantă (atunci el stă pe loc, iar energia sa este egală cu zero), sau exact o cuantă, sau exact două cuante şi aşa mai departe, dar niciodată o fracţiune de cuantă. Cu ajutorul formulei sale relative la radiaţii, Planck a şi calculat expresia unei astfel de cuante. Ea este produsul dintre o mărime constantă h şi frecvenţa ν a radiaţiei considerate.

Cuanta elementară de energie

este $$\boxed{E = h\nu} \qquad (17)$$

Întrucît unitatea de măsură a energiei este ergul, iar cea a frecvenţei ν este hertzul (Hz), constanta h trebuie să aibă unitatea de măsură erg·secundă, adică dimensiunile unei acţiuni. Ea se mai numeşte şi

cuanta de acţiune a lui Planck: $$\boxed{h = 6{,}623 \cdot 10^{-27}\ \text{erg}\cdot\text{s}} \qquad (18)$$

şi reprezintă cea mai mică acţiune care există în natură, fiind un fel de atom al acţiunii.

Exemplu. Lungimea de undă a luminii galbene a unei flăcări cu sodiu este $\lambda = 589{,}3$ mμ. Conform relaţiei (15), $\nu = \dfrac{3 \cdot 10^{10}}{589{,}3 \cdot 10^{-7}} = 5{,}09 \cdot 10^{14}$ Hz şi, deci, o cuantă a acestei radiaţii este $E = 6{,}623 \cdot 10^{-27}$ erg·s·$5{,}09 \cdot 10^{14}$ Hz $= 33{,}7 \cdot 10^{-13}$ erg. Cantităţi mai mici de energie, cu această frecvenţă, nu există.

Pînă acum am făcut cunoştinţă cu cele mai mici elemente constitutive ale substanţelor şi ale electricităţii. Planck a făcut cunoscut lumii că şi energia şi acţiunea există numai în cantităţi infime şi indivizibile.

În mediul accesibil nouă direct, adică în macrofizică, nu se poate observa nimic în legătură cu prezenţa diferitelor cuante. Ele sînt aşa de mici, încît nu acţionează decît în domeniul atomilor. Ele determină, însă, în măsură atît de mare ceea ce se

întîmplă în acest domeniu, încît abia de la descoperirea lor încoace se poate vorbi de o fizică atomică în adevăratul înţeles al cuvîntului. Astfel, anul 1900 nu a fost numai anul de trecere într-un nou secol, ci a însemnat şi un punct de cotitură în fizică, momentul naşterii mecanicii cuantice.

Vom ilustra în mod grosolan, cu ajutorul următoarelor exemple, diferenţa dintre punctul de vedere obişnuit şi cel al

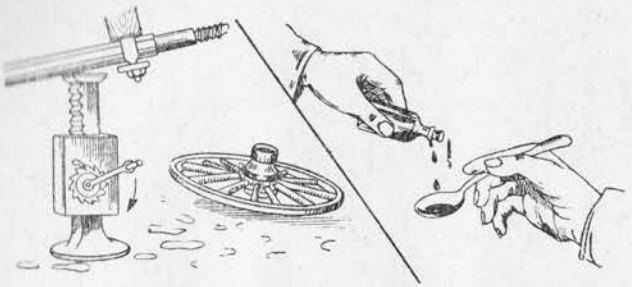


Fig. 27. Două exemple mecanice grosolane de procese cuantice: clichetul şi sticluţa picătoare.

mecanicii cuantice. Cînd învîrtim remontoarul unui ceasornic de buzunar, ne dăm seama că acest mecanism permite să se comunice energie arcului, numai sub formă de cuante. Asemănător, micul clichet al unui cric are grijă ca sarcina ce trebuie să fie ridicată, să primească energie potenţială numai cu „porţia" (fig. 27). În sfîrşit, ne putem gîndi şi la cunoscuta sticluţă picătoare, care debitează medicamentul numai în cantităţile parţiale exact prescrise; fiecare picătură reprezintă o „cuantă".

Şi totuşi există un exemplu în care putem observa singuri acţiunea diferitelor cuante. Fizicianul sovietic Vavilov a studiat, cu ajutorul unor dispozitive speciale, sensibilitatea ochiului omenesc la lumină. El a constatat că retina este capabilă să înregistreze, în cazul extrem, apariţia unor cuante de lumină individuale.

2.5. Efectul fotoelectric

Pînă la apariţia ipotezei cuantelor, se accepta fără rezerve ipoteza că lumina este un fenomen pur ondulatoriu, un proces oscilatoriu care străbate spaţiul. Se puteau compara, fără prea multă greutate, undele de lumină cu undele care se propagă pe

suprafaţa unui lac în care se aruncă o piatră. Cele mai importante manifestări ale luminii, reflexia, refracţia şi difracţia, pot fi explicate destul de uşor pe baza ideii de undă şi pot fi chiar imitate în mod sugestiv cu ajutorul undelor apei. Vechea *teorie a emisiunii* a lui N e w t o n, după care lumina era concepută ca fiind formată din corpuscule individuale care se împrăştie cu mare viteză, părea astfel definitiv perimată. *Teoria ondulatorie* a lui H u y g e n s repurtase incontestabil o victorie.

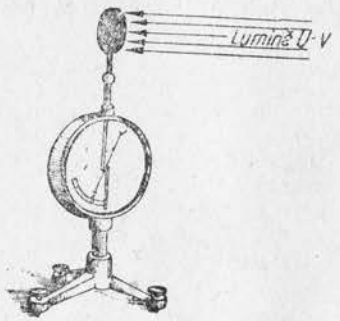


Fig. 28. Efectul Hallwachs.

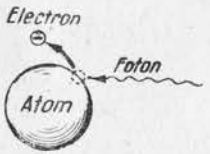


Fig. 29. Efectul fotoelectric.

O dată cu dovada că lumina constă din cuante s-a ivit însă o situaţie complet nouă şi s-a pus întrebarea dacă nu cumva ar fi mai bine să se abandoneze însăşi teoria ondulatorie şi să se revină la vechea teorie corpusculară. În această privinţă, însă, nu putea hotărî speculaţia intelectuală, ci *numai* şi *numai experienţa fizică*. Primul fenomen de acest gen a fost *efectul Hallwachs*, descoperit în 1887 şi care se poate demonstra în diferite feluri. Unul foarte simplu este următorul. Se pune pe un electroscop o placă de zinc amalgamată şi se încarcă instrumentul cu electricitate negativă cu ajutorul unui baston de ebonită încărcat (fig. 28). Dacă izolaţia este bună, acul indicator deviat rămîne pe loc. Dacă se îndreaptă asupra plăcii lumina puternică a unei lămpi cu arc, acul indicator dă înapoi văzînd cu ochii şi arată că instrumentul îşi pierde repede sarcina electrică. Se poate dovedi că, sub influenţa razelor de lumină, electronii părăsesc în masă placa de metal.

Continuîndu-se cercetările, s-a ajuns la rezultatul important că energia acestor *fotoelectroni* nu depinde de intensitatea luminii, ci numai de frecvenţa sa. Aceasta a condus pe E i n s t e i n la o explicaţie pe cît de simplă, pe atît de evidentă: lumina constă din corpuscule individuale, numite *fotoni*. Fiecare din aceştia poartă cu el energia $E = h\nu$, adică tocmai o cuantă de

radiaţie pe care M a x P l a n c k o calculase cu puţin timp înainte (p. 38).

Dacă acest foton se ciocneşte cu un electron slab legat al atomului metalului, energia poate fi suficientă pentru a elibera electronul din legătura sa, adică pentru a *ioniza* atomul (fig. 29).

Aşadar *efectul fotoelectric consistă în eliberarea de electroni din atom, pe seama energiei fotonilor incidenţi.*

Ca atare, fotonul trebuie să furnizeze două cantităţi de energie: mai întîi energia necesară pentru eliberarea electronului, adică pentru ionizarea atomului, şi, în al doilea rînd, energia cinetică a electronului eliberat în modul acesta şi care se depărtează cu o anumită viteză. Avem, prin urmare, ecuaţia:

energia fotonului = lucrul mecanic de ieşire + energia cinetică a fotoelectronului.

Deci efectul fotoelectric nu se poate produce cînd energia $h\nu$ a fotonului este mai mică decît lucrul mecanic de ieşire al electronului. Dacă electronul va fi eliberat sau nu dintr-un anumit metal, aceasta depinde numai de lungimea de undă a luminii incidente pe metal. Dacă această lungime de undă este prea mare, adică dacă frecvenţa este prea mică, încercarea nu reuşeşte, oricît de mare ar fi intensitatea luminii. Din contra, emisia de fotoelectroni începe imediat chiar la cea mai slabă lumină, cu condiţia ca frecvenţa sa să fie suficient de mare [1]).

Întrucît lucrul mecanic de ieşire al electronilor poate fi măsurat comod pe cu totul alte căi, interpretarea lui Einstein şi-a putut găsi confirmarea experimentală. Folosind o imagine concretă, se poate spune că efectul fotoelectric este asemănător cu un joc de popice. Bila aruncată trebuie să conţină atîta energie încît popicul lovit de ea să se poată răsturna. Cantitatea de energie în exces îl azvîrle complet într-o parte. Acest efect de şoc al cuantelor de lumină se poate înţelege numai atunci cînd se admite că ele au proprietăţi corpusculare şi, prin urmare, reprezintă particule materiale. Menţionăm numai în treacăt că efectul fotoelectric a ajuns între timp să fie de cea mai mare importanţă în tehnică (de exemplu: celulele fotoelectrice etc.).

---

[1]) Alte amănunte asupra teoriei efectului fotoelectric se găsesc în *E.V. Şpolski*, Fizica Atomică (traducere din limba rusă), vol. I, ed. II-a, Editura Tehnică, Bucureşti, 1954.

2.6. Efectul Compton

O a doua experienţă conduce tot atît de inevitabil la concepţia corpusculară a luminii. Dacă lăsăm să cadă pe un cristal radiaţii Röntgen cu o anumită lungime de undă, ele sînt deviate în diferite direcţii sau, cum se mai spune, sînt împrăştiate. Împrăştierea însăşi se poate explica simplu prin concepţia ondulatorie, dar faptul remarcabil că frecvenţa *radiaţiei împrăştiate* este mai mică decît a celei incidente rămîne neexplicat. Scăderea frecvenţei este cu atît mai însemnată cu cît unghiul de împrăştiere este mai mare. A. H. Compton, care a studiat pentru prima oară aceste procese în anul 1922, a mai constatat că variaţia frecvenţei nu depinde de natura substanţei pe care cade fasciculul de radiaţii. Ea are influenţă doar asupra raportului dintre intensitatea radiaţiei deviate şi a celei incidente.

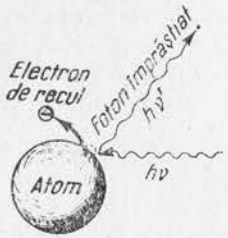


Fig. 30. Efectul Compton.

Fără a intra în amănunte de ordin experimental şi matematic, vom da imediat singura explicaţie posibilă a *efectului Compton*. Cuanta de radiaţie Röntgen conţine energia $E = h\nu$ şi reprezintă totodată o particulă mică, un foton. Acesta se ciocneşte ca o bilă de biliard de unul din electronii pe care-i conţine atomul, îl aruncă într-o parte şi este deviat el însuşi lateral (fig. 30). Cu acest prilej, fotonul pierde o cantitate de energie, care este cu atît mai mare cu cît el deviază mai mult de la direcţia iniţială. Această pierdere de energie a fotonului se manifestă printr-o micşorare a frecvenţei, aşa încît după ciocnire energia lui nu este decît $E' = h\nu'$. Cantitatea care lipseşte s-a transferat *electronului de recul*. Aşadar *efectul Compton consistă în ciocnirea unei cuante de lumină cu un electron, cu care prilej fotonul este deviat lateral, micşorîndu-şi frecvenţa, iar electronul de recul primeşte cantitatea de energie pe care o pierde fotonul.*

Toate aceste lucruri s-au verificat prin numeroase experienţe, iar calculele respective concordă şi ele perfect cu observaţiile. Efectul Compton este una din dovezile cele mai sigure ale naturii corpusculare a tuturor radiaţiilor, din care fac parte, natural, şi radiaţiile Röntgen şi cele de lumină [1]).

[1]) Amănunte asupra teoriei efectului Compton se găsesc în *E. V. Spolski*, Fizica Atomică (traducere din limba rusă), vol. I, ed. II-a, Editura Tehnică Bucureşti, 1954.

2.7. Masa cuantelor de lumină

Din cele expuse anterior rezultă că fotonii au, fără nici o îndoială, o anumită masă. O altă dovadă în acest sens a fost adusă de fizicianul rus Lebedev care a demonstrat în anul 1901 existenţa *presiunii luminii*. Dacă se lasă ca să cadă lumina pe o placă ce se poate mişca cu uşurinţă, placa se deplasează ca şi cum ar fi bătută de o grindină de particule materiale mici.

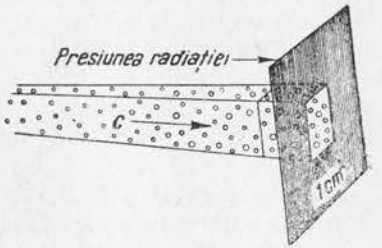


Fig. 31. Calculul presiunii radiaţiei.

Dacă luăm un volum de 1 cm³ în formă de cub, care conţine n cuante de lumină, „densitatea de energie" corespunzătoare este $nh\nu$ [erg/cm³]. Unitatea de măsură a acestei mărimi se poate scrie şi sub forma $\frac{\text{dyn} \cdot \text{cm}}{\text{cm}^3} = \text{dyn/cm}^2$. Această densitate de energie nu exprimă însă altceva decît „presiunea radiaţiei" pe fiecare faţă a cubului (fig. 31). La rîndul său, această presiune este cauzată de faptul că suprafaţa este lovită într-o secundă de nc fotoni, deoarece ei se deplasează cu viteza luminii. Fiecare foton are impulsul mc. În cazul absorpţiei complete, adică atunci cînd particulele îşi pierd impulsul cu prilejul ciocnirii, aceasta înseamnă o variaţie a impulsului pe secundă de $ncmc = nmc^2$. Dar aceasta este forţa care acţionează pe 1 cm² (forţa = variaţia impulsului într-o secundă).

Aşadar, $nmc^2 = nh\nu$ sau $mc^2 = h\nu$. De aici se obţine

$$\text{masa unei cuante de lumină}: \quad \boxed{m = \frac{h\nu}{c^2}}. \qquad (19)$$

Dar noi am aflat deja (p. 36) că un corp care se deplasează cu viteza luminii trebuie să aibă o masă infinit de mare. Obţinem imediat acest rezultat dacă punem în formula (16), la numitorul ei, $v = c$, ceea ce face ca acest numitor să ia valoarea zero. Totuşi acest lucru este imposibil, căci fotonul are masa care a rezultat din formula (19) de mai sus. Contradicţia nu se poate înlătura decît dacă se admite că:

masa de repaus a fotonului este egală cu zero.

Astfel, fotonii ocupă o poziție specială printre toate celelalte particule elementare. Electronii, protonii și celelalte particule de care urmează să ne ocupăm au și în stare de repaus o masă perfect determinată, pe cînd fotoni în stare de repaus nu există. Noi nu îi cunoaștem decît ca particule care se deplasează cu viteza luminii. Spre deosebire de ei, celelalte particule nu vor putea fi făcute niciodată să se miște cu această viteză [1]).

2.8. Relația dintre masă și energie

Ultima formulă (19) capătă însă o importanță deosebită dacă se înlocuiește, conform formulei (17), $h\nu$ prin E și dacă se scrie $m = \frac{E}{c^2}$ sau

$$\boxed{E = mc^2} \qquad (20)$$

Deci *energia = masa × pătratul vitezei luminii.*

Această relație rezultă de altfel și din teoria relativității a lui Albert Einstein (1905).

S-ar părea că aceasta este numai o formulă teoretică fără valoare practică deosebită. Dar ea are o importanță colosală. Deși la început s-a crezut că ea se referă numai la cuantele de lumină, ulterior s-a dovedit că poate fi practic aplicată, fără rezerve, la orice masă. Ea exprimă posibilitatea teoretică de a calcula ce cantitate de energie E corespunde unei anumite mase m. Dar nu numai atît: astăzi știm că, în conformitate cu această formulă ,se poate „transforma" masa în energie. Expresia „transforma" este însă improprie, deoarece energia care devine liberă continuă să poarte cu ea masa corespunzătoare.

Orice masă este întotdeauna legată de o anumită cantitate de energie și invers.

Formula (20) nu conține nici o referire la o anumită substanță. Dar nici nu este necesar, căci un gram de nisip sau un gram de fier ca și un gram de apă reprezintă tot un gram masă. Ca atare, tehnicii atomice moderne i-a revenit rolul important de a pune în libertate orice cantitate de energie din masa care

[1]) Cu excepția neutrinului (v. mai departe p. 104), care are de asemenea masa de repaus nulă (N. Red. E.T.).

se poate găsi pretutindeni [1]). Deocamdată sîntem legați de cîteva substanțe, din care se poate obține energie doar într-o mică măsură. În ultimă analiză, acesta este principiul pe care se bazează toate centralele atomoelectrice.

Exemplu. Să se calculeze ce cantitate de energie va rezulta din transformarea completă a unui gram de substanță. După formula (20) avem

$$E = 1\ \text{g}(3 \cdot 10^{10})^2\ \text{cm}^2/\text{s}^2 = 9 \cdot 10^{20}\ \text{erg}.$$

Conform tabelei de transformare de la p. 31, rezultă

$$E = 9 \cdot 10^{20} \cdot 2{,}78 \cdot 10^{-14} = 25 \text{ milioane kilowattore}.$$

Cu descoperirea relației dintre masă și energie s-a făcut dovada fizică cum că și energia este de natură materială, și nici nu poate fi altfel conform tezei fundamentale leniniste a materialismului dialectic (p.13). Din punct de vedere filosofic, masa și energia sînt pur și simplu două însușiri diferite ale materiei, care este în sine nepieritoare. Există, ce-i drept, după cum vom vedea mai departe, procese în care (aparent) masa particulelor mici dispare parțial (p. 168) sau chiar total (p. 174). Dar întotdeauna apare în schimb o anumită contravaloare a energiei, care, conform ecuației (20), conține masa aparent dispărută. Ar fi însă fundamental greșit să se spună că într-un asemenea caz „materia dispare". În acest sens, principiile conservării masei și energiei, cunoscute încă de mult, își păstrează, ca și mai înainte, toată valabilitatea lor [2]).

3. Dualismul undă-corpuscul

3.1. Dualismul luminii

Dacă facem un bilanț provizoriu, ne găsim în fața faptului că există o serie de fenomene (refracția, difracția, polarizarea), care nu se pot explica în mod satisfăcător decît cu ajutorul teoriei ondulatorii. În același timp, alte fenomene (efectul fotoelectric și efectul Compton) impun admiterea teoriei corpusculare.

[1]) Acest lucru este imposibil nu numai practic ci și teoretic, deoarece, datorită diferitelor legi de conservare pentru particulele elementare, nu orice masă poate fi „transformată" integral în energie (cinetică sau electrică) (N. Red. E.T.).

[2]) Mai mult, se poate spune că cele două legi de conservare nu reprezintă decît două aspecte diferite ale unei singure legi de conservare (N. Red. E.T.).

Aşadar, sîntem siliţi să le recunoaştem pe amîndouă ca adevărate şi, fără să ne preocupăm dacă ne putem închipui aşa ceva sau nu, să spunem:

lumina este de natură corpusculară, dar în acelaşi timp şi un fenomen ondulatoriu.

Acest principiu este nou în sensul că recunoaşte în acelaşi timp două lucruri despre care în „fizica clasică" se credea că se exclud reciproc. El exprimă caracterul dublu sau dualismul luminii.

3.2. Undele de Broglie [1])

Dualismul undă-corpuscul, atît de ciudat, ca să nu spunem de neînţeles, nu se limitează însă numai la lumină şi la celelalte radiaţii electromagnetice. Ceva mai mult, s-a constatat că este vorba de o trăsătură caracteristică a tuturor particulelor materiale.

Pentru a explica acest lucru, ne vom servi de un fenomen cunoscut, de refracţia luminii.

După cum se ştie, refracţia ascultă de

$$\textit{legea lui Snellius:} \quad \boxed{n = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta}} \,. \tag{21}$$

(n este indicele de refracţie, α unghiul de incidenţă, iar β unghiul de refracţie).

Dacă la trecerea dintr-un mediu optic mai puţin dens (de exemplu aer) într-un mediu optic mai dens (de exemplu sticlă) lumina este deviată de la direcţia sa, adică este refractată, aceasta se datoreşte vitezelor de propagare diferite în cele două medii. Dacă se notează viteza în mediul mai puţin dens cu u_1, iar viteza în mediul mai dens cu u_2, din legile propagării undelor rezultă că

$$n = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{u_1}{u_2} \,. \tag{22}$$

[1]) Această expresie „unde de Broglie" (sau unde asociate), răspîndită în toată literatura fizică de specialitate, trebuie înţeleasă, natural, în sensul că avem de-a face cu o formă perfect determinată şi concretă de manifestare a materiei. Definiţia generală a materiei (p. 13) rămîne valabilă.

La alt rezultat se ajunge dacă se porneşte de la teoria corpusculară. Să presupunem că o particulă de lumină cade oblic, sub unghiul α, pe un perete solid (fig. 32).

Impulsul ei $p = mv$ se descompune în două componente, dintre care cea perpendiculară pe perete este reflectată în întregime. Componenta impulsului din planul tangenţial la suprafaţa limită nu-şi poate modifica nici direcţia nici mărimea, deoarece nu provoacă nici o ciocnire. Dacă se compun din nou cele două componente după ciocnire, se obţine cunoscuta lege a reflexiei.

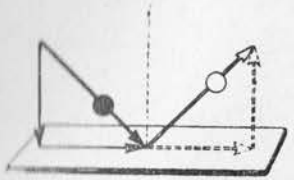


Fig. 32. Reflexia unei raze de lumină, după teoria emisiunii.

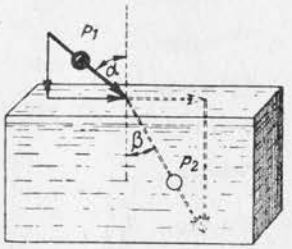


Fig. 33. Refracţia unei raze de lumină, după teoria emisiunii.

Din acelaşi motiv, componenta tangenţială trebuie să rămînă constantă şi în cazul refracţiei (fig. 33). Cînd raza trece dintr-un mediu mai puţin dens într-altul mai dens, după cum se ştie, unghiul de incidenţă α este mai mare decît unghiul de refracţie β. Ambele componente tangenţiale trebuie, însă, să fie, ca şi în cazul reflexiei, egale ca mărime. O reprezentare vectorială simplă ne arată atunci că impulsul în mediul mai dens trebuie să fie mai mare decît în cel mai puţin dens iar

$$n = \frac{p_2}{p_1} \,. \tag{23}$$

Dacă facem ipoteza, desigur, evidentă, că masa m a particulei rămîne neschimbată la trecerea dintr-un mediu într-altul, aceasta nu înseamnă nimic altceva decît că viteza particulei în mediul mai dens trebuie să fie mai mare decît în cel mai puţin dens.

Însă aceasta este în contradicţie flagrantă cu rezultatele de mult cunoscute ale cercetătorilor, conform cărora lumina are întotdeauna o viteză mai mică în mediul mai dens decît în cel

mai puțin dens. Din acest motiv a trebuit mai înainte să se declare teoria corpusculară ca falsă. Dar, după cum s-a mai spus, astăzi cunoaștem tot atîtea argumente care pledează în favoarea teoriei ondulatorii cîte pledează în sprijinul teoriei corpusculare. De aceea nu mai rămîne nimic altceva de făcut decît să se împace, măcar formal, cele două rezultate găsite mai sus. Prin urmare, deoarece pe de o parte $n = \frac{u_1}{u_2}$ (22), iar pe de alta $n = \frac{p_2}{p_1}$ (23), avem

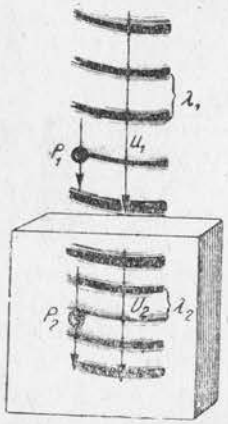


Fig. 34. Impulsul și viteza de undă a fotonilor în două medii diferite.

$$p_1 u_1 = p_2 u_2 . \qquad (24)$$

Deci *produsul impulsului cu viteza undelor este constant în toate mediile* (fig. 34).

Acum să raționăm logic mai departe. În vid, unde lumina are în orice caz o viteză constantă c, trebuie ca p să fie egal cu mc, iar pe de altă parte u să fie egal cu c și deci

$$pu = mc^2 . \qquad (25)$$

Dar aceasta, după cum știm deja (p. 44), este energia particulei de lumină:

$$pu = h\nu .$$

Această ecuație confirmă că energia particulei nu variază la trecerea dintr-un mediu într-altul.

Teoria ondulatorie dă frecvența $\nu = \frac{u}{\lambda}$, care, introdusă în ultima ecuație, dă $pu = \frac{hu}{\lambda}$ sau $\lambda = \frac{h}{p}$. Conform ecuației (4) $p = mv$ și astfel obținem

lungimea de undă de Broglie a unui corpuscul:

$$\boxed{\lambda = \frac{h}{mv}} . \qquad (26)$$

Relația (26) este faimoasa ecuație găsită de fizicianul francez de Broglie în anul 1924. Exprimată în cuvinte, ea sună astfel:

lungimea de undă asociată (de Broglie) a unui corpuscul este egală cu citul dintre cuanta de acțiune h și impulsul său $p = mv$.

Deși în analiza noastră de mai sus am pornit de la lumină, această formulă a lui de Broglie este valabilă și pentru alte particule elementare, cum sînt protonii, neutronii, electronii și așa mai departe.

Orice corpuscul în mișcare poate fi tratat și ca un fenomen ondulatoriu.

Importanța practică a acestui principiu consistă mai cu seamă în faptul că multe probleme din fizica atomică se pot rezolva mult mai ușor, dacă se ia ca punct de plecare proprietatea de undă a particulelor elementare.

Acest mod de a privi fenomenele fizicii atomice se numește *mecanica ondulatorie*. Ea este preferată astăzi în toate cazurile cînd este vorba de un studiu riguros științific și ei i se datoresc toate progresele însemnate făcute în acest domeniu în ultimele decenii. Totuși, din cauza bagajului vast de cunoștințe matematice pe care-l necesită, va trebui să renunțăm la mecanica ondulatorie în cartea de față și să ne referim la ea numai ocazional.

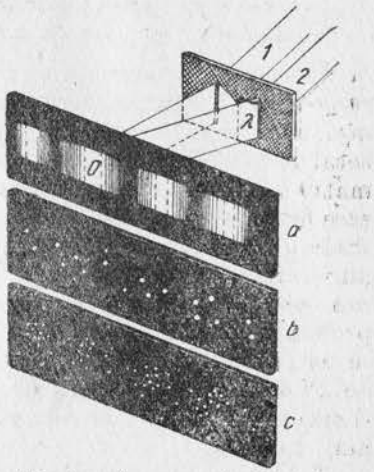


Fig. 35. Interferența după teoria ondulatorie și cea corpusculară.

3.3. Undele de probabilitate

Cum se ajunge cu toate acestea la un compromis oarecum inteligibil între cele două concepții, ne putem lămuri luînd ca exemplu difracția unui fascicul paralel de lumină monocromatică care cade pe un ecran după ce a trecut prin două fante înguste (fig. 35, *a*). Pe ecran apare un sistem de franje ca rezultat al suprapunerii undelor luminoase (franje de interferență). În punctul O avem primul maxim secundar, deoarece aici diferența de drum dintre undele care vin din 1 și 2 este egală tocmai cu λ.

Imediat la dreapta, pe figură, se găseşte primul minim, corespunzător unei diferenţe de drum de $\lambda/2$ (extincţie).

Presupunem acum că fluxul de lumină este extraordinar de slab, aşa încît într-un moment dat cad numai fotoni cu totul izolaţi pe ecranul pe care ar fi fixat un film fotografic ultrasensibil. Ceea ce s-ar observa în acest caz ar corespunde cu caracterul corpuscular al radiaţiei. Pe film apar diferite puncte aşezate într-un mod destul de neregulat. Distribuţia lor în plan pare a nu asculta de nici o lege (fig. 35, *b*). De-abia după un timp de expunere mai lung se constată că punctele se adună de preferinţă în anumite locuri; alte locuri, dimpotrivă, sînt evitate (fig. 35, *c*). În fine, după ce a căzut pe film un număr suficient de particule, apar franjele de interferenţă.

Figura de interferenţă ia naştere, aşadar, prin acţiunea comună a nenumărate particule individuale. Este imposibil să se prevadă ce drum va descrie o particulă individuală, dar se poate indica cu o oarecare probabilitate cum se vor distribui pe ecran un miliard de particule. Ca atare, aceste unde au un caracter pur statistic. Corpusculele se comportă şi se distribuie ca şi cum ar fi părţi componente ale unei unde.

Undele de lumină şi cele de Broglie indică distribuţia corpusculelor ce are loc la un moment dat.

Lucrurile se petrec aici ca la un joc cu zaruri. Niciodată nu se poate şti dinainte cu care faţă va cădea un zar prelucrat cu cea mai mare precizie posibilă. Se va putea însă stabili că la un număr total de 6 000 aruncări, de exemplu, numărul 4 va apărea de aproximativ o mie de ori, fiindcă nu există nici un motiv ca una din cele şase feţe ale zarului să fie avantajată. Dar tocmai de aici se poate trage o concluzie în ceea ce priveşte o singură aruncare. Se spune pur şi simplu: probabilitatea de a da un 4 cu zarul este de $1/6 = 0{,}167$ sau, ceea ce este acelaşi lucru, la fiecare şase aruncări va apărea probabil o dată numărul 4. Nu înseamnă, natural, că chiar aşa se va întîmpla în realitate; se poate întîmpla să se dea cu zarul de 20 ori la rînd fără succes. Dar cu cît numărul de încercări va fi mai mare, cu atît ne vom apropia mai mult de valoarea indicată mai înainte.

Tot aşa stau lucrurile şi cu particulele de lumină. Ele nu se deplasează sub formă de undă, cum se comportă de exemplu particulele de aer ca purtătoare ale undelor sonore. Forma de undă rezultă mai de grabă dintr-o lege matematică de distribuţie, care este, în adevăr, valabilă pentru un număr enorm de particule, dar care nu mai dă rezultate cînd este vorba de particule indivi-

duale. Pătratul amplitudinii undei (intensitatea) reprezintă probabilitatea ca o particulă să se găsească în punctul respectiv. Acolo unde amplitudinea este egală cu zero, nu poate ajunge nici o particulă. Întrucît probabilitatea ca o particulă să se găsească undeva nu poate fi decît pozitivă, pe cînd amplitudinea poate fi pozitivă sau negativă, se dă următoarea definiţie:

pătratul amplitudinii undelor de Broglie dă probabilitatea ca un corpuscul să se găsească în punctul respectiv.

În modul acesta se menţine, în întregime, proprietatea de corpuscul a particulelor. În schimb, trebuie să se renunţe neapărat la definirea traiectoriei individuale a diferitelor particule în mişcare. Această traiectorie nu se poate descrie matematic, dar se poate descrie modul în care particulele se distribuie statistic pe ecran. De-abia la trei ani după ce de Broglie a găsit formula sa (26) s-a făcut dovada experimentală că electronii se comportă exact ca nişte unde, cînd se reflectă pe suprafeţele cristalelor. Ei sînt deviaţi tot aşa de bine ca şi radiaţiile Röntgen. Mai amintim şi cunoscutul microscop electronic, ce foloseşte, în loc de lumină, electroni rapizi pentru a reda imaginea mărită a obiectelor microscopice. Exemplul de mai jos arată că lungimea de undă a electronilor este funcţie de energia lor şi este cu mai multe ordine de mărime mai mică decît cea a luminii, ceea ce permite să se obţină atît o putere de rezoluţie cît şi o mărire mult mai mari.

Exemplu. Să se calculeze lungimea de undă de Broglie a unui electron de 0,1 MeV. Din tabela 3 de la p. 36 pentru această energie se găseşte viteza $v = 1{,}682 \cdot 10^{10}$ cm/s şi masa $m = 1{,}196\ m_0$. Prin urmare, se obţine

$$\lambda = \frac{6{,}623 \cdot 10^{-27}}{1{,}682 \cdot 10^{10} \cdot 1{,}196 \cdot 9{,}1 \cdot 10^{-28}} = 3{,}62 \cdot 10^{-10} \text{ cm}.$$

B. ÎNVELIȘUL ELECTRONIC AL ATOMILOR

4. Atomul de hidrogen

4.1. Gaze luminescente

Dacă un model de atom se limitează la o reprezentare aproximativă, el totuși trebuie să lămurească în mod satisfăcător cea mai izbitoare manifestare a atomului, emisiunea luminii. Am vorbit deja în paragraful 1.5 de razele catodice, adică de electronii în mișcare rapidă. Dacă în tubul în care se produce descărcarea se mai găsește un rest oarecare de gaz (corespunzător presiunii de 1 torr), tot spațiul din interior se umple cu o lumină slabă. Fiecare gaz dă o lumină de o culoare caracteristică.

Mai lămuritoare decît imaginea exterioară este însă imaginea obținută cu un aparat de analiză spectrală, care descompune lumina în componente cu diferite lungimi de undă. Corpurile solide incandescente dau întotdeauna un spectru continuu, ca o panglică neîntreruptă vopsită în culorile curcubeului. Gazele luminescente prezintă numai *linii spectrale* discrete, al căror ansamblu dă o imagine mai puțin viu colorată. La unele gaze se văd numai cîteva linii, la altele se văd zeci, iar la vaporii de fier numărul lor se ridică la sute. Fiecare linie are o anumită culoare și corespunde la o anumită lungime de undă, respectiv la o anumită frecvență. Modul cum ia naștere această lumină este astăzi ușor de explicat. Electronii care se deplasează cu mare viteză spre anod se ciocnesc puternic cu atomii, respectiv, cu moleculele gazului care umple tubul și zmulg mii de electroni din învelișul lor. Cînd acești electroni sînt captați din nou de către atomi (recombinare) energia care devine liberă este radiată sub formă de lumină. Așadar, la acest fenomen participă în principiu numai *electronii optici* (de valență) situați la periferia atomilor și care produc lumină.

4.2. Postulatele lui Bohr

Modelul de atom al lui Rutherford lasă complet deschisă problema modului în care se grupează electronii împrejurul nucleului atomic și nu dă încă nici o indicație asupra mecanismului de emisie a luminii. Un prim răspuns la aceste chestiuni a reușit să-l dea în anul 1913 fizicianul danez N i e l s B o h r, care a combinat ideea de bază a modelului lui Rutherford cu ipoteza cuantelor a lui P l a n c k. El a pus la baza teoriei sale două principii (*postulatele lui Bohr*).

1. Atomul are un număr de stări staționare, adică stări în care nu emite radiații. În fiecare din aceste stări, el are o anumită energie, de valoare E_n.

2. Trecerea de la una din aceste stări E_n la alta E_m are loc sub formă de salt, *saltul cuantic* (fig. 36), însoțit de absorpția sau emisia unei cuante de lumină.

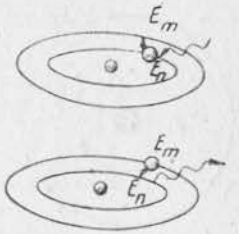


Fig. 36. Absorpția (primirea) și emisia (cedarea) unei cuante de lumină în atomul de hidrogen.

Conform cu (17), cuanta de lumină are energia $E = h\nu$. Prin urmare se poate scrie:

$$h\nu = E_m - E_n .$$

Primul postulat înseamnă o părăsire completă a concepțiilor de pînă acum, căci un electron care se învîrtește pe o orbită ar trebui, întrucît el suferă în acest timp o accelerație continuă spre centru, să emită unde electromagnetice, ca orice altă sarcină electrică accelerată. În urma pierderii de energie ce rezultă de aici, el ar trebui, în cele din urmă, să cadă în nucleu. Ipoteza unor astfel de orbite pe care electronii nu emit radiații este în contradicție cu legile electrodinamicii și nu se poate justifica din punct de vedere fizic. Numai succesul modelului lui Bohr poate fi o „scuză". De asemenea nu se poate explica din punct de vedere fizic de ce ar fi interzise toate celelalte orbite afară de aceste misterioase orbite pe care electronii nu emit radiații. Numai mecanica ondulatorie, mai nouă, a înlăturat aceste contradicții.

Modelul lui Bohr este de aceea numai o soluție de circumstanță. El are, însă, marele avantaj că satisface în foarte mare măsură tendința noastră înnăscută de a căuta imagini intuitive. Dar tocmai contradicțiile fizice pe care le conține acest model sînt o indicație că în realitate atomul trebuie să fie altfel alcătuit. Deocamdată să facem abstracție de acest lucru și să vedem cum funcționează atomul conceput de B o h r .

Electronul, poate, aşadar, să se învîrtească în jurul nucleului pe orbite de diferite raze. Dacă primeşte energie din afară, el se va ridica pe o orbită mai depărtată de nucleu. După un timp extrem de scurt, el cade din nou, fie direct, fie treptat, în *starea fundamentală* şi emite energia de prisos sub formă de radiaţie. Fiecărui salt de pe o orbită, pe alta situată imediat „mai jos", îi corespunde exact emisia unei cuante de lumină.

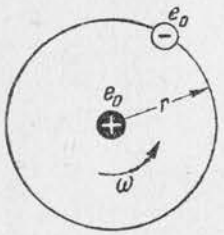


Fig. 37. Atom de hidrogen.

Lucrurile trebuie să se prezinte în modul cel mai clar la atomul de hidrogen, deoarece el are un singur electron (fig. 37). Între nucleu şi electron există în primul rînd forţa de atracţie electrostatică, a cărei intensitate este dată de legea lui C o u l o m b:

$$F = \frac{e_0 \cdot e_0}{r^2}. \qquad (27)$$

Pentru ca electronul care se învîrteşte pe orbită să nu cadă pe nucleu, trebuie ca forţa centrifugă $m_0 r\omega^2$ să fie egală cu forţa de atracţie electrostatică, aşa încît

$$m_0 r\omega^2 = \frac{e_0^2}{r^2}. \qquad (28)$$

Această ecuaţie conţine două necunoscute, r şi ω. Pentru a le determina mai este nevoie de o a doua ecuaţie.

4.3. Razele orbitelor atomului de hidrogen

Am văzut mai înainte cum P l a n c k a descoperit cuanta de acţiune h. Dacă, însă, h este cea mai mică acţiune care există în natură, este natural să o egalăm cu acţiunea unui electron care se învîrteşte în jurul nucleului. Conform formulei (9), aceasta este egală cu $m_0 r^2 \omega 2\pi$. După cum a stabilit tot P l a n c k, această acţiune există numai ca multipli întregi ai lui h.

De aici, B o h r a ajuns la cel de-al doilea postulat:

acţiunea electronului care se învîrteşte pe orbită este egală cu un multiplu întreg al lui h. Deci condiţia de cuantificare a lui Bohr este:

$$\boxed{m_0 r^2 \omega 2\pi = nh} \qquad (29)$$

$(n = 1, 2, 3, ...)$

Acum se poate calcula raza r a orbitei prin ridicarea la pătrat a ecuaţiei (29) ($m_0^2 r^4 \omega^2 4\pi^2 = n^2 h^2$) şi împărţirea sa cu (28):

$$\frac{m_0^2 r^4 \omega^2 4\pi^2}{m_0 r\omega^2} = \frac{n^2 h^2 r^2}{e_0^2}.$$

De aici rezultă

razele orbitelor atomului de hidrogen: $\boxed{r = n^2 \cdot \frac{h^2}{e_0^2 m_0 4\pi^2}}$. (30)

După cum se vede, raza orbitei are valori diferite, după valorile numerice pe care le ia n (fig. 38).

Razele orbitelor posibile în atomul de hidrogen sînt proporţionale cu pătratele numerelor întregi (1 : 4 : 9 : 16 :...).

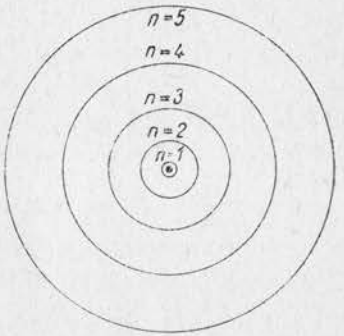


Fig. 38. Cîteva raze ale orbitelor atomului de hidrogen.

Dacă vrem să calculăm valoarea lui r, trebuie să introducem în formulă sarcina elementară e_0 în unităţi CGS electrostatice, adică $e_0 = 4{,}8 \cdot 10^{-10}$ franklini.

În mod normal, atomul se găseşte întotdeauna în stare fundamentală. În acest caz $n = 1$, de unde rezultă

raza atomului de hidrogen în starea fundamentală: $\boxed{r = 0{,}53 \cdot 10^{-8} \text{ cm}.}$ (31)

Această valoare concordă foarte bine cu mărimea atomului de cupru, pe care am găsit-o la p. 19 pe o altă cale.

Cînd atomul a absorbit energia din afară şi electronul se mişcă pe o orbită superioară, raza se măreşte. Dar această stare durează un timp extrem de scurt. Timpul mediu pe care-l petrece electronul ridicat pe o orbită superioară este numai de aproximativ 10^{-8} s.

4.4. Frecvenţa luminii emise

Conform cu postulatul al doilea al lui Bohr, frecvenţa ν a luminii emise cu prilejul saltului de pe o orbită pe alta rezultă din diferenţa energiilor corespunzătoare acestor orbite. Electronul

care se învîrteşte pe o orbită are, pe de o parte, energia cinetică $E_{cin} = \frac{m_0 v^2}{2} = \frac{m_0 r^2 \omega^2}{2}$. Membrul din dreapta este egal cu $E_{cin} = \frac{e_0^2}{2r}$, conform ecuaţiei (28).

Pe de altă parte, trebuie să se aibă în vedere că electronul conţine în plus şi energie potenţială. Trebuie să ne închipuim că electronul considerat la început liber şi separat de nucleu, fiind supus forţei de atracţie a nucleului, a ajuns în apropierea acestuia. Ca şi în cazul unei pietre căzînd în cîmpul gravitaţional al Pămîntului, şi aici se pune în joc o anumită energie. Această energie, conform definiţiei lucrului mecanic, se calculează cu ajutorul integralei: $E_{pot} = \int_{\infty}^{r} \frac{e_0^2}{r^2} dr$. Nu se poate lua produsul simplu dintre forţă şi drum, deoarece forţa coulombiană de atracţie electrostatică nu este constantă de-a lungul drumului parcurs. Calculul dă

energia potenţială a electronului: $$\boxed{E_{pot} = -\frac{e_0^2}{r}}. \qquad (32)$$

Aşadar, energia potenţială este negativă. În timpul „căderii libere" către nucleu, electronul pierde energie, pe care o cedează în exterior.

Energia totală este, deci, $E = E_{cin} + E_{pot} = \frac{e_0^2}{2r} - \frac{e_0^2}{r} = -\frac{e_0^2}{2r}$.

Dacă se introduce aici valoarea lui r calculată din ecuaţia (30), se obţine

energia electronului pe orbita a n — a: $$\boxed{E_n = -\frac{1}{n^2} \cdot \frac{e_0^4 m_0^2 2\pi^2}{h^2}}. \qquad (33)$$

Acum urmează partea principală. Dacă electronul cade de pe o orbită superioară m pe una inferioară n, se eliberează diferenţa de energie $E_m - E_n$ şi deci,

$$\nu = \frac{e_0^4 m_0 2\pi^2}{h^3} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

Valoarea fracţiei din ultima ecuaţie care conţine numai mărimi constante se poate calcula cu uşurinţă (e_0 se ia în unităţi CGS e.s.) şi se obţine aşa numita

constantă a lui Rydberg: $$\boxed{R = 3{,}288 \cdot 10^{15}\,[\mathrm{Hz}]}\ ^{1}). \qquad (34)$$

Ultima ecuaţie se poate scrie mai simplu astfel:

$$\boxed{\nu = R\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right)} \qquad (35)$$

şi dă frecvenţa radiaţiei emise.

Aceeaşi formulă este valabilă şi pentru frecvenţa luminii care cade pe atom, din afară. Dacă pe atom cade o cuantă de lumină de o frecvenţă oarecare, ea nu exercită nici un fel de efect. Dacă, însă, frecvenţa sa coincide cu una din acelea pe care le poate emite atomul, energia cuantei este absorbită şi ca urmare electronul sare, din starea fundamentală, pe o orbită situată mai departe de nucleu (*absorpţie de rezonanţă*).

Atomul absoarbe numai radiaţii cu lungimi de undă pe care le poate emite el însuşi.

Este vorba aici de un fenomen de rezonanţă ca la o coardă care poate oscila. Ea intră în oscilaţie numai atunci cînd este atinsă de o undă sonoră ce are frecvenţa egală cu una din frecvenţele sale proprii.

4.5. Spectrul hidrogenului

Prin stabilirea formulei (35), teoria lui Bohr a atins primul său scop principal. Ea este în stare să prezică cu exactitate toate lungimile de unde ale radiaţiilor emise de atom. Valorile calculate corespund cum nu se poate mai precis cu cele obţinute pe cale spectroscopică.

După cum se vede din (35), atomul poate emite radiaţii cu foarte multe lungimi de undă diferite, deoarece în această formulă se pot înlocui n şi m cu numere întregi cu totul arbitrare. Pentru motive practice, aceste lungimi de undă se împart în mai multe grupe. Primul termen $\frac{1}{n^2}$ din paranteză se numeşte *termen fundamental*, iar cel de-al doilea, $\frac{1}{m^2}$, *termen curent*. Dacă

[1]) Această valoare numerică conţine şi corecţia mică ce rezultă din mişcarea nucleului.

mai întîi se menține termenul fundamental constant, de exemplu $n = 1$ și se substituie pe rînd în locul lui m valorile 2, 3, 4, ..., frecvențele astfel calculate corespund lungimilor de undă ale radiațiilor pe care le emite atomul cînd electronul trece înapoi, de pe o orbită superioară, în starea fundamentală. Toate aceste frecvențe se găsesc în ultraviolet și de aceea sînt invizibile. Ele formează seria L y m a n.

Dacă în termenul fundamental se pune $n = 2$ și se dau lui m toate valorile de la 3 în sus, se obțin lungimile de undă ale tuturor radiațiilor care iau naștere în cazul saltului pe a doua orbită. În acest caz, de exemplu,

$$\nu = 3{,}288 \cdot 10^{15} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2}\right) = 4{,}567 \cdot 10^{14} \text{ Hz},$$

de unde

$$\lambda = \frac{3 \cdot 10^{10}}{4{,}567 \cdot 10^{14}} \text{cm} = 656{,}4 \text{ m}\mu \text{ (roșu)}^{1})$$

sau

$$\nu = 3{,}288 \cdot 10^{15} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{4^2}\right) \text{Hz},$$

de unde

$$\lambda = 486{,}3 \text{ m}\mu \text{ (albastru)}.$$

O parte din lungimile de undă care rezultă din termenul fundamental $\frac{1}{2^2}$ (fig. 39) dau linii spectrale vizibile. Ele fac parte din *seria Balmer*, căci încă în anul 1885, cu mult înainte de a fi vorba de o teorie atomică precisă, matematicianul elvețian B a l m e r a găsit prin încercări că lungimile de undă corespunzătoare liniilor spectrale din această serie se pot calcula prin anumite combinații ale pătratelor numerelor întregi. Dar pe vremea aceea nu se cunoștea motivul mai profund al acestei situații.

În afară de aceste două serii mai există cîteva. Cea cu $n = 3$ este *seria Paschen*, cea cu $n = 4$ este seria *Brackett*, iar cea cu $n = 5$ este *seria Pfund* (fig. 40).

Diferitele stări de excitație ale atomului se reprezintă deobicei în mod sinoptic în așa-numita *schemă a termenilor* (nivelelor de

[1]) Cînd se face comparația cu valorile spectroscopice, trebuie să se mai împartă cu indicele de refracție al aerului $n = 1{,}000\,288$, deoarece în acest caz lungimile de undă sînt puțin mai scurte.

energie) (fig. 41). În ordonate se scriu valorile energiilor ce revin diferitelor orbite electronice. Stării fundamentale $n = 1$ i se atribuie, pentru simplicitate, energia zero și apoi se calculează în electronvolți, pentru starea $n = 2$, energia cuantei de lumină

Fig. 39. Liniile spectrale din seria Balmer.

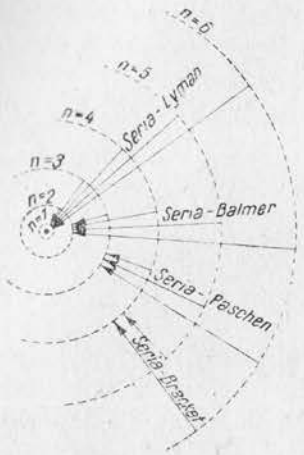


Fig. 40. Producerea liniilor spectrale ale hidrogenului.

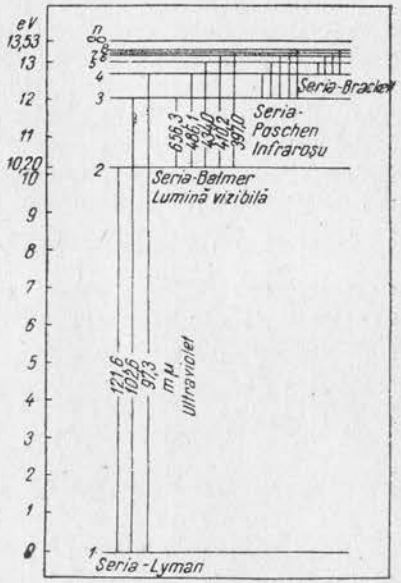


Fig. 41. Schema termenilor (nivelelor) hidrogenului.

emise, cînd electronul efectuează saltul cuantic de la $n = 2$ la $n = 1$. Pentru acest caz rezultă

$$\nu = 3{,}288 \cdot 10^{15} \left(\frac{1}{1} - \frac{1}{4}\right) = 2{,}466 \cdot 10^{12} \text{ Hz},$$

$$h\nu = 6{,}623 \cdot 10^{-27} \cdot 2{,}466 \cdot 10^{15} = 16{,}332 \cdot 10^{12} \text{ erg}$$

sau, conform tabelei 2 (p. 31),

$$E_{2,1} = 16{,}332 \cdot 10^{-12} \cdot 6{,}24 \cdot 10^{11} \text{ eV} = 10{,}19 \text{ eV}.$$

Fiecărei valori a lui n îi corespunde, deci, un anumit nivel de energie.

Schema termenilor nivelelor permite să se vadă ce energie este absorbită sau cedată la trecerea atomului dintr-o stare într-alta.

În acest scop, n-avem decît să scădem una din alta valorile energiei corespunzătoare diferitelor nivele ce se citesc pe marginea din stînga a schemei; la nevoie se poate calcula din ea lungimea de undă corespunzătoare acestei diferenţe.

Schema termenilor (nivelelor) arată, de altfel, că distanţele dintre diferitele nivele (spre deosebire de distanţele geometrice dintre orbitele electronice) devin tot mai mici pe măsură ce valorile lui n cresc. Pentru n foarte mare, ele tind spre o anumită valoare limită, care de asemenea se poate stabili cu uşurinţă. Cazul extrem este acela cînd electronul este separat complet de nucleu printr-o ciocnire puternică. El este atunci ridicat oarecum pe o orbită situată la o depărtare infinită, iar în termenul curent $m = \infty$. Frecvenţa corespunzătoare devine $\nu = R\left(\frac{1}{1} - \frac{1}{\infty}\right) = 3{,}288 \cdot 10^{15}$ Hz. De aici se calculează energia respectivă, care este $h\nu = 21{,}78 \cdot 10^{-12}$erg, adică 13,6 eV. În acest caz, atomul a devenit un ion.

Energia de ionizare a hidrogenului este de 13,6 *eV.*

5. Cele patru numere cuantice

Numărul întreg n care apărea în toate formulele anterioare se numeşte

numărul cuantic principal; el dă numărul orbitei în atomul de hidrogen.

În cele ce urmează vom vedea de ce pot exista şi alte numere cuantice.

5.1. Spectrele metalelor alcaline

Modelul lui Bohr este departe de a-şi fi epuizat posibilităţile cu explicarea spectrului hidrogenului. Spectrele multor alţi atomi asemănători hidrogenului se pot calcula după aceeaşi schemă. „Asemănător hidrogenului" devine, de exemplu, atomul de heliu cînd i se zmulge un electron, astfel încît rămîne în înveliş

numai un electron, sau atomul de litiu, cînd se separă din el doi electroni, şi aşa mai departe.

Într-un anumit sens, şi atomii metalelor alcaline (Li, Na, K, Cs, Rb) seamănă cu atomul de hidrogen. După cum vom mai vedea (p. 74), ei constau dintr-un „trunchi" relativ stabil, format din nucleu şi din partea principală a învelişului, şi dintr-un singur electron care este legat relativ slab cu trunchiul. Acest electron se comportă ca un electron optic. Deşi sarcina protonilor nucleului (cu excepţia uneia) este ecranată de electronii trunchiului, există totuşi deosebiri faţă de atomul de hidrogen. Ele sînt datorite faptului că electronul optic se învîrteşte pe o orbită eliptică foarte alungită şi, ca atare, poate pătrunde temporar în trunchiul atomului.

Acest lucru îşi găseşte expresia în formulele seriilor corespunzătoare, a căror schemă a fost dată încă din 1900 de Rydberg:

seria principală $$\nu = R\left(\frac{1}{(1+s)^2} - \frac{1}{(n+p)^2}\right) \qquad (36\,a)$$

a 2-a serie secundară $$\nu = R\left(\frac{1}{(2+p)^2} - \frac{1}{(n+s)^2}\right) \qquad (36\,b)$$

prima serie secundară $$\nu = R\left(\frac{1}{(2+p)^2} - \frac{1}{(n+d)^2}\right) \qquad (36\,c)$$

seria Bergmann $$\nu = R\left(\frac{1}{(3+d)^2} - \frac{1}{(n+f)^2}\right). \qquad (36\,d)$$

La *numerele cuantice principale* $n = 1, 2, 3, \ldots$ se mai adaugă termenii de corecţie s, p, d, f. Aceştia au valori diferite pentru diferite metale alcaline; la sodiu, de exemplu, $s = 0{,}63$, $p = 0{,}12$, $d = 0{,}07$ iar $f = 0{,}20$.

Se vede, aşadar, că la atomii mai mari nu mai este suficientă indicarea numărului cuantic principal n ca singurul indiciu pentru caracterizarea stării electronilor. Termenii de corecţie, daţi mai sus, conţin în plus un al doilea indice (aşa-numitul număr cuantic al momentului cinetic orbital), despre care se va vorbi în paragraful următor.

De aceea, schema termenilor (nivelelor) nu mai este pur şi simplu o scară cu trepte, ca în cazul atomului de hidrogen, ci nivelele de energie se pot împărţi acum în mai multe grupe (fig. 42). Pentru calculul lungimii de undă a unei radiaţii emise de

atomul de hidrogen, un nivel de energie poate fi combinat cu oricare altul. Acest lucru nu mai este permis aici. Trebuie să se respecte următoarea *regulă de selecție*: *sînt permise numai tranziții între nivele învecinate.*

Tranziții permise sînt, prin urmare $s \to p$ sau $p \to d$, iar nepermise sînt, dimpotrivă, salturile de electroni în interiorul aceleiași serii, ca de exemplu $s \to s$ sau $p \to p$, precum și salturile între serii care nu sînt învecinate, ca de exemplu $s \to d$ [1]). Notațiile acestor termeni de corecție provin de la numirile inițiale ale seriilor (p = principală, s = secundară, d = difuză și f = fundamentală).

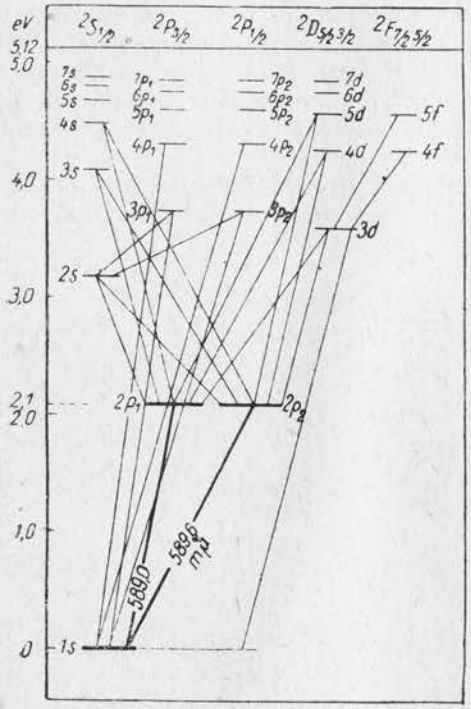


Fig. 42. Schema termenilor (nivelelor) sodiului.

Numai una din numeroasele linii spectrale ale sodiului este vizibilă. Ea este cunoscuta *linie D* care provoacă coloritul galben al flacării, cînd se presară puțină sare de bucătărie în ea.

Ceea ce este însă cu adevărat tipic la liniile spectrale ale metalelor alcaline este altceva. După cum se vede cînd se privește linia D galbenă în aparate cu putere mare de rezoluție, ea nu este o linie simplă, ci una dublă, ceea ce corespunde celor două lungimi de undă 589,0 și 589,6 mμ. În schema nivelelor ele sînt reprezentate prin cele două tranziții marcate cu linie groasă. Toate celelalte linii sînt de asemenea formate din astfel de *dubleți*. Vom reveni asupra acestei probleme în paragraful 5.3.

[1]) În anumite condiții, ca de exemplu sub influența cîmpurilor electrice puternice, pot apărea în mod excepțional și „linii interzise".

5.2. Orbitele eliptice

Din legile generale ale mișcării, de care ascultă un corp care se deplasează liber în jurul unui centru de atracție, rezultă că orbita parcursă trebuie să fie în general o conică. Orbita circulară este numai un caz particular. Nu există nici un motiv special pentru care Bohr a ales în primul rînd orbite circulare. El ar fi putut tot așa de bine să pornească de la orbite eliptice.

Acest pas a fost făcut de Sommerfeld (1915). Evident că în acest caz calculul este mult mai complicat. În primul rînd, acum trebuie să se pună două condiții de cuantificare, deoarece electronul mai întîi se învîrtește în jurul centrului (condiția de cuantificare azimutală) și în al doilea rînd distanța lui la nucleul situat într-unul din focarele conicei variază periodic (condiția de cuantificare radială).

Vom aminti aici numai prima condiție, deoarece ea coincide formal cu condiția lui Bohr (29) $m_0 r^2 \omega 2\pi = nh$. Expresia $m_0 r^2 \omega$ reprezintă, după cum se știe, momentul cinetic orbital al electronului (6), așa încît se poate spune:

momentul cinetic poate fi egal numai cu multipli întregi ai lui $\frac{h}{2\pi}$.

$$p_\varphi = m_0 r^2 \omega = l \frac{h}{2\pi} [l = 0, 1, 2, 3, \ldots, (n-1)] \text{ [1])}. \qquad (37)$$

Această relație, asociată cu condiția de cuantificare radială, conduce la următorul rezultat:

fiecare orbită circulară a lui Bohr se descompune în n elipse cu excentricități diferite. Numerotarea lor se face cu ajutorul numărului cuantic (azimutal) l al momentului cinetic orbital.

Pentru un număr cuantic principal n dat, l poate lua valorile numerice 0, 1, 2, ..., (n—1). Orbita cu numărul ($n-1$) este circulară. Semiaxa mare a a elipselor este egală cu raza orbitei circulare respective. Semiaxa mică a elipselor este $b = a \frac{l+1}{n}$. Pentru a caracteriza complet fiecare orbită, trebuie deci să-i

[1]) Mecanica ondulatorie modernă duce la rezultatul

$$p_\varphi = \sqrt{l(l+1)} \cdot \frac{h}{2\pi}$$ [care pentru $l \gg 1$ coincide cu (37)].

ataşăm două numere. În locul numerelor cuantice de moment cinetic orbital $l = 0, 1, 2, 3$ se folosesc aici aceleaşi litere s, p, d, f care au fost utilizate pentru termenii de corecţie daţi la p. 61.

Exemple. 1. Orbita circulară a lui Bohr $n = 3$ se descompune în trei elipse cu numerele cuantice secundare $l = 0$, 1 şi 2 (fig. 43). Ele poartă notaţiile $3s$, $3p$, $3d$. Dintre acestea, $3d$ este o orbită circulară, deoarece literei d îi corespunde numărul cuantic $l = (3 - 1) = 2$.

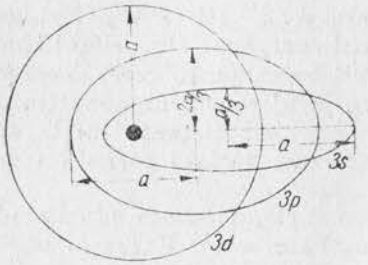


Fig. 43. Elipsele $3p$ şi $3s$ care aparţin orbitei circulare $3d$.

2. Stării fundamentale a electronului îi corespunde orbita $1s$. Aceasta este circulară, deoarece l nu poate lua decît o singură valoare $(n - 1) = 0$. Alte orbite cu numărul cuantic principal $n = 1$ nu sînt posibile.

3. Semiaxa mică a orbitei $3s$ este $\frac{1}{3}a$; pentru orbita $3p$ ea este $\frac{2}{3}a$, iar pentru orbita $3d$ este $\frac{3}{3}a = a$, deoarece $3d$ este însăşi orbita circulară.

Cunoaştem deja aceste litere s, p, d, f, pe care le-am întîlnit în formulele seriilor metalelor alcaline (p. 61). Ceea ce Rydberg a găsit în anul 1900 în mod pur empiric a căpătat, prin Sommerfeld, o explicaţie în modelul atomic ameliorat.

Dacă, însă, se calculează energiile orbitelor eliptice în cazul atomului de hidrogen, se găseşte că ele nu diferă de acelea ale orbitelor circulare. Pentru atomul de hidrogen, aşadar, orbitele eliptice nu au nici o importanţă practică, deşi ele pot fi considerate şi în acest caz. Valorile numerice ale lui s, p, d, f iau aici valoarea 0. La atomii grei, însă, orbitele eliptice se apropie foarte mult de trunchiul atomului, ba chiar pătrund în acesta, din care cauză trebuie să rezulte mari diferenţe de energie faţă de orbitele circulare.

5.3. Spinul electronului

Am calculat la p. 34 momentul magnetic al electronului ce se învîrteşte pe orbita sa şi am găsit că $\mu = \frac{1}{2} e_0 r^2 \omega$. Corectitudinea acestei expresii poate fi verificată cu ajutorul *efectului giromagnetic*. Considerăm o bară de fier atîrnată ca în fig. 44,

astfel încît să se poată roti cu uşurinţă în interiorul unei bobine. Cînd trece un curent instantaneu prin bobină, bara primeşte brusc un impuls de rotaţie în jurul axei sale longitudinale. Ea se roteşte cu un anumit unghi faţă de poziţia sa iniţială. Acest lucru se poate explica în sensul că electronii care iniţial se învîrteau în diferite sensuri sînt dirijaţi, în parte, în acelaşi sens de rotaţie. În acest caz, momentul cinetic (6) $p_\varphi = m_0 r^2 \omega$ al electronilor care iau parte la această mişcare se transmite la toată

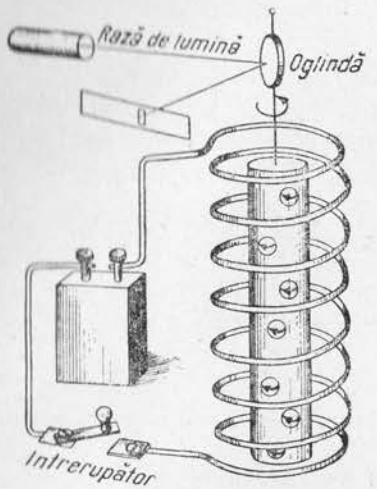


Fig. 44. Efectul giromagnetic.

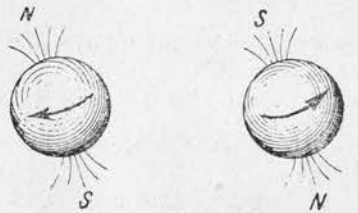


Fig. 45. Spin la dreapta şi spin la stînga al electronului şi cîmpul magnetic legat de el.

masa barei şi provoacă o rotaţie de sens invers a acesteia (principiul conservării momentului cinetic, p. 29). Magnetismul remanent al barei se poate măsura, iar momentul cinetic de asemenea. Raportul dintre momentul magnetic şi cel cinetic urmează, deci, să fie egal cu

$$\frac{\mu}{p_\varphi} = \frac{1}{2} \frac{e_0 r^2 \omega}{m_0 r^2 \omega} = \frac{1}{2} \cdot \frac{e_0}{m_0}.$$

Cu valorile numerice pe care le cunoaştem, acesta ar reprezenta $0{,}88 \cdot 10^8$ C/g.

Măsurările făcute de Einstein şi de de Haas au dat însă o valoare exact de două ori mai mare. Pentru a lămuri această contradicţie, trebuie să se admită că, datorită puternicei legături dintre atomii de fier, cîmpul magnetic datorit mişcării orbitale nu intervine. Modificarea momentului cinetic care se observă trebuie deci să aibă altă cauză, anume o rotaţie a electronului în jurul propriei sale axe. Această rotaţie se numeşte *spinul electronului* (descoperit de Uhlenbeck şi Goudsmit în 1925, fig. 45).

Momentul cinetic propriu al electronului, așa cum rezultă din această experiență, trebuie să fie egal cu jumătate din momentul cinetic orbital. Conform relației (37), însă, acesta este, în cazul cel mai simplu, egal cu $\frac{h}{2\pi}$. Prin urmare:

momentul cinetic propriu (de spin) al electronului este $\frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$.

În toate modificările stării de energie a atomului pot apărea în principiu numai unități întregi de $\frac{h}{2\pi}$. Întrucît electronul se poate roti atît spre stînga cît și spre dreapta în jurul său, i se atribuie într-un caz momentul cinetic propriu $+\frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$, iar în celălalt caz momentul cinetic propriu $-\frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$. În felul acesta, în caz de variație a energiei, se respectă principiul că $\frac{h}{2\pi}$ trebuie să fie un număr întreg. De aici rezultă un nou număr cuantic:

numărul cuantic de spin s are valorile $+\frac{1}{2}$ *sau* $-\frac{1}{2}$.

În primul caz, rotația proprie are loc în același sens cu mișcarea pe orbită, iar în al doilea caz, în sens contrar.

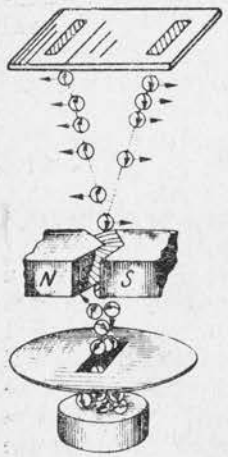


Fig. 46. Experiența lui Stern-Gerlach.

Există o experiență care demonstrează în mod concludent existența celor două sensuri ale spinului electronului: *experiența lui Stern-Gerlach*. Un fascicul fin de atomi de argint trece printr-un cîmp magnetic neomogen și cade pe un ecran, pe care atomii rămîn fixați (fig. 46). Întrucît electronii în rotație reprezintă mici magneți elementari, ei sînt orientați paralel sau antiparalel cu direcția cîmpului, după sensul de rotație al fiecăruia, și în același timp sînt deviați mai mult sau mai puțin puternic. Aceste două grupe de atomi se adună astfel în două puncte diferite ale ecranului. Mărimea devierii conduce la un moment magnetic egal exact cu un magneton Bohr.

Se poate compune momentul cinetic orbital cu spinul obținîndu-se momentul cinetic total. Pentru aceasta este nevoie să se dea

numărul cuantic intern: $\boxed{j = l + s}$.

Exemplu. Pentru orbita circulară $3d$ avem $l = 2$, iar j poate lua valoarea 5/2 sau 3/2. Dacă, însă de exemplu, $l = 0$, ca în cazul elipsei $2s$, atunci j are numai valoarea 1/2, deoarece lipsește sensul de referință pentru stabilirea spinului.

Așa se explică de ce deasupra schemelor de nivele ale atomilor mai mari se găsesc notate simbolurile $^2S_{1/2}$, $^2P_{3/2}$, $^2P_{5/2}$ și așa mai departe. Indicii de sus din stînga arată caracterul de dublet, iar în dreapta jos se găsește numărul cuantic intern j.

În legătură cu aceasta, să ne adresăm încă o dată la schema nivelelor sodiului (p. 62). După cum vom mai vedea (p. 74), ea se referă la electronul optic (luminos) care se învîrtește în afara trunchiului atomului și care se comportă în mod asemănător cu singurul electron al atomului de hidrogen. Starea fundamentală a acestui electron se notează ca și la sodiu cu $1s$.

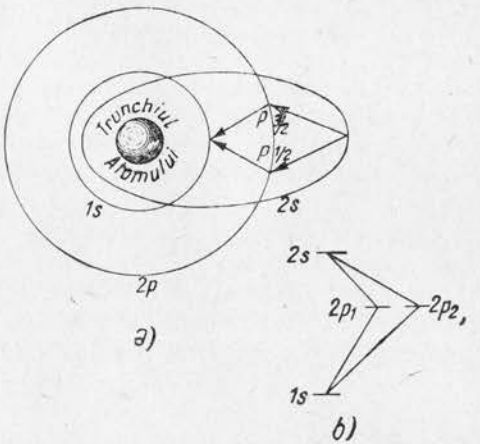


Fig. 47. *a*) Cîteva tranziții electronice în atomul de sodiu.
b) Porțiunea corespunzătoare din schema termenilor (nivelelor) din fig. 42.

Să examinăm, pentru simplificare, dintre stările excitate numai orbita circulară $2p$ cu elipsa ei $2s$. Pentru ambele orbite s ($l = 0$), numărul cuantic intern ia numai o valoare (1/2), pe cînd orbita $2p$ ($l = 1$) se desparte în stările $P_{3/2}$ și $P_{1/2}$. Acestea sînt situate foarte aproape una de alta și dau, cînd se produce tranziția în starea fundamentală $1s$, cele două linii D galbene situate foarte aproape una de alta. De la orbita $2s$, care conține numai o stare de energie, sînt, pe de altă parte, posibile iarăși două tranziții, una la nivelul $^2P_{3/2}$ și alta la $^2P_{1/2}$ (fig. 47).

5.4. Cuantificarea spaţială

În tratarea spinului electronului am anticipat puţin asupra istoriei, şi anume pentru motivul că efectul său iese la iveală în mod natural în liniile duble ale anumitor spectre. Însă cu mult înainte, (în 1896) fizicianul olandez Z e e m a n găsise că liniile spectrale pot fi descompuse şi artificial, într-un cîmp magnetic.

Influenţa cîmpului magnetic asupra unui electron se poate calcula, în primul rînd, fără a cunoaşte teoria cuantică. Se ajunge astfel la rezultatul că fiecare linie ar trebui să se descompună într-un *triplet*. Acesta este efectul *Zeeman normal*.

În realitate, însă, se pot observa şi cuartete, sextete şi aşa mai departe. De exemplu, cele două linii D ale sodiului se desfac în cazul unui cîmp cu intensitate de 10 000 Oe, în şase, respectiv patru linii (fig. 48). Pentru explicarea acestui *efect Zeeman anomal*, să ne închipuim un titirez care se învîrteşte. Dacă acesta nu stă cu axa sa perfect verticală pe pămînt, se ştie că totuşi nu se răstoarnă. Forţa de gravitaţie face ca axa titirezului să execute o mişcare circulară orizontală (fig. 49), care se numeşte *precesie*.

Electronul, care se învîrteşte pe o orbită în interiorul atomului, reprezintă un fel de titirez magnetic, care reacţionează într-un cîmp magnetic H exterior, aşa cum se comportă titirezul în cîmpul gravitaţional. El execută o mişcare de precesie în jurul direcţiei liniilor de cîmp (fig. 50). De aici rezultă o variaţie a

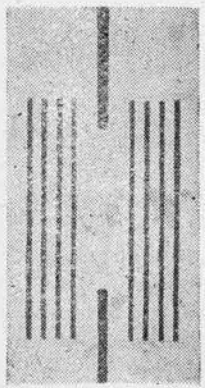


Fig. 48. Efectul Zeeman anomal.

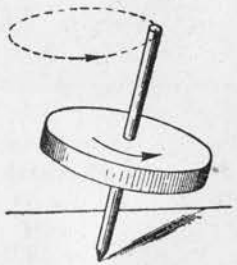


Fig. 49. Mişcarea de precesie a unui titirez.

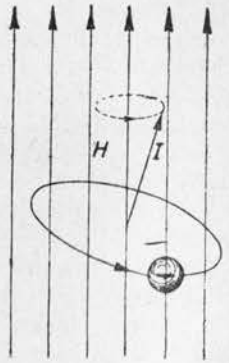


Fig. 50. Electron învîrtindu-se pe o orbită într-un cîmp magnetic.

cantităţii de energie, care depinde numai de unghiul pe care-l formează axa momentului cinetic, executînd mişcarea de precesie, cu direcţia cîmpului H. În cazul titirezului mecanic, acest unghi devine din ce în ce mai mare pe măsură ce turaţia scade, pînă ce, în cele din urmă, titirezul rămîne în repaus pe pămînt.

Modelul de atom este însă cîrmuit, fără excepţie, de principiul cuantificării energiei. De aceea nu sînt posibile unghiuri arbitrare, ci numai unghiuri perfect determinate. Ele sînt definite prin

numărul cuantic magnetic: $m = l \cos (H, I)$

[$\cos (H, I)$ este cosinusul unghiului format de vectorul I al momentului cinetic orbital şi vectorul H].

Exprimat în cuvinte, se poate spune: numărul cuantic magnetic reprezintă proiecţia lui I pe direcţia cîmpului şi poate varia numai cu multipli întregi ai lui $\frac{h}{2\pi}$.

Numărul cuantic magnetic m indică orientarea în spaţiu a planului orbitei.

Pentru un număr cuantic l dat, al momentului cinetic orbital, numărul cuantic magnetic poate lua $(2l + 1)$ valori diferite. Ele sînt reprezentate prin şirul de numere $-l$, ..., -3, -2, -1, 0, $+1$, $+2$, $+3$, ..., $+l$.

O reprezentare intuitivă grafică este mult mai simplă decît descrierea în cuvinte. Orbita eliptică $2p$ poate ocupa în spaţiu trei poziţii diferite, deoarece p corespunde numărului cuantic orbital $l = 1$. De aceea, m poate lua $(2 \cdot 1 + 1) =$ trei valori diferite şi anume $-1, 0, +1$ (fig. 51). Dacă $l = 3$, există $(2 \cdot 3 + 1) = 7$ poziţii diferite, corespunzătoare valorilor $m = -3$, -2, -1, 0, $+1$, $+2$, $+3$. Acestora le corespund valorile $\cos (H, I) = -1, -\frac{2}{3}, -\frac{1}{3}, 0, +\frac{1}{3}, +\frac{2}{3}, +1$. În sfîrşit dacă $l = 0$, ca şi în cazul orbitei $1s$, există numai o singură poziţie, în spaţiu, $m = 0$, din cauză că $(2 \cdot 0 + 1), = 1$.

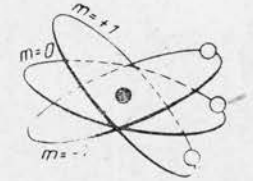


Fig. 51. Cele trei poziţii în spaţiu ale planului orbitei $2p$ ($l = 1, m = -1, 0, +1$).

Dacă rezumăm încă o dată, putem spune:

mecanica electronului care se roteşte pe o orbită în atom este determinată de cele patru numere cuantice n, l, s şi m.

Tabela 4. **Cele patru numere cuantice**

Numărul cuantic	Semnificaţia	Valorile posibile
Numărul cuantic principal, n	Numărul orbitei circulare	$n = 1,2,3,4,...,\ n$
Numărul cuantic al momentului orbital, l	Numărul orbitei eliptice	$l = 0,1,2,3,...,\ (n-1)$
Numărul cuantic al spinului, s	Sensul de rotaţie propriu	$s = +1/2,\ -1/2$
Numărul cuantic magnetic, m	Poziţia planului orbitei în spaţiu	$m = -l,...,-3,\ -2,\ -1,\ 0,\ +1,...,\ +l$

6. Structura în pături a atomilor

6.1. Energia de ionizare şi structura în pături

Compararea *energiei de ionizare* a diferitelor elemente dă indicaţii importante asupra distribuţiei electronilor în învelişul atomilor cu mai mulţi electroni. La p. 60 am calculat deja că pentru separarea electronului, în cazul atomului de hidrogen, este necesară o energie de 13,60 eV. La heliu, această energie este de 24,58 eV faţă de numai 5,39 eV la litiu care urmează după el. Deci pentru a zmulge atomului de heliu un electron, trebuie să se consume o energie de cîteva ori mai mare, ceea ce indică o structură deosebit de stabilă a învelişului electronic. Cel de-al treilea electron care se adaugă la litiu este, dimpotrivă, relativ slab legat. Acest fapt lasă să se presupună că el se găseşte din capul locului separat de trunchiul atomului. Acelaşi lucru se întîmplă şi cu celelalte

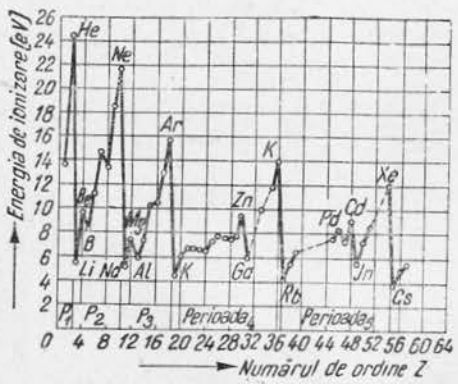


Fig. 52. Energia de ionizare în funcţie de numărul de ordine Z.

gaze nobile, după cum se vede din fig. 52; astfel întotdeauna metalul alcalin care urmează se poate ioniza deosebit de uşor. Prin urmare, se poate admite cu destul temei că electronii sînt grupaţi în învelişul atomului în anumite *pături*. Apoi la gazele nobile trebuie să existe o anumită grupare deosebit de stabilă.

6.2. Principiul lui Pauli

După această menţionare a structurii păturilor electronice, care ascultă fără îndoială de o anumită lege, putem trece la examinarea mai amănunţită a structurii lor. Ştim deja că numărul de electroni ai unui element chimic este egal cu numărul de ordine al acestuia în sistemul periodic. Acum este vorba să găsim cum sînt aranjaţi aceşti electroni.

Să examinăm încă o dată atomul de hidrogen. El nu mai reprezintă pentru noi o problemă. În stare fundamentală, electronul său se învîrteşte pe cea mai mică orbită circulară cu $n = 1$. El se găseşte numai pentru scurt timp în stare excitată (pe orbite superioare cu $n = 2, 3,...$). Domiciliul său legal este şi rămîne „parterul casei" atomului şi el face numai ocazional un salt într-unul din „etajele" superioare vacante.

Electronii unui atom greu se distribuie însă din capul locului, în stare fundamentală, şi pe orbitele cuantice principale superioare; ei populează şi „etajele" superioare ale casei atomului în calitate de chiriaşi legali. Diferitele „etaje" sînt marcate prin numerele cuantice principale $n = 1, 2, 3,...$

Toţi electronii care aparţin unui anumit număr cuantic principal formează o pătură electronică.

Astfel, electronii cu numărul cuantic principal de mai jos formează păturile arătate în dreptul fiecăruia:

$n = 1$	*pătura K*	$n = 5$	*pătura O*
$n = 2$	*pătura L*	$n = 6$	*pătura P*
$n = 3$	*pătura M*	$n = 7$	*pătura Q*.
$n = 4$	*pătura N*		

Cu cît un atom conţine mai mulţi electroni, cu atît mai mulţi chiriaşi populează casa lui. Ne lipseşte numai „repartizarea", adică un regulament care să prescrie cîţi electroni au voie să locuiască în fiecare „etaj" indicat prin numărul cuantic principal.

Acest regulament a fost găsit în 1925 de Wolfgang Pauli și denumit

principiul excluziunii (principiul lui Pauli): *într-un atom nu există niciodată doi electroni la care toate cele patru numere cuantice să coincidă.*

6.3. Ocuparea păturilor electronice

Acum se poate indica cu ușurință cum sînt ocupate diferitele „etaje" de electroni. Nu trebuie decît să respectăm ordinea de succesiune a sistemului periodic. De altfel este valabil următorul

principiu: *fiecare element are aceeași construcție a păturilor ca predecesorul său în sistemul periodic, dar de fiecare dată se adaugă un nou electron.*

Modelele de atom dezvoltate în cele ce urmează au numai o importanță schematică. Ele nu reprezintă nicidecum o reproducere la scară mărită a situației reale, ci numai mijloace intuitive, care concretizează modul în care este alcătuit atomul după legile cunoscute.

1. Pătura K

Hidrogenul. Singurul electron existent se învîrtește pe orbita circulară 1s.

Heliul. Orbita 1s poate să primească încă un electron cu spin de sens contrar. Orbita circulară cea mai „joasă" este atunci ocupată de doi electroni (fig. 53). Numerele lor cuantice sînt $n = 1$, $l = 0$, $m = 0$, $s = +\frac{1}{2}$, respectiv $n = 1$, $l = 0$, $m = 0$, $s = -\frac{1}{2}$, ceea ce nu încalcă principiul lui Pauli. Această pătură nu poate însă primi un al treilea electron, deoarece atunci ar trebui să se repete aceeași combinație a numerelor cuantice. Următorul electron trebuie să fie găzduit la „etajul" imediat superior.

2. Pătura L

Litiul (trei electroni, deoarece $Z = 3$). Al treilea electron, care se adaugă la ceilalți doi, circulă pe orbita $2s$ (fig. 54). Aceasta este elipsa care aparține lui $n = 2$.

Beriliul (patru electroni, din cauză că $Z = 4$). Elipsa 2s poate „găzdui" un al doilea electron cu spin de sens contrar

(fig. 55). Numerele cuantice ale acestor din urmă electroni ai litiului și beriliului sînt, așadar, $n = 2$, $l = 0$, $m = 0$, $s = +\frac{1}{2}$, respectiv $n = 2$, $l = 0$, $m = 0$, $s = -\frac{1}{2}$. Următorul electron trebuie să circule pe altă orbită. În acest scop este indicată orbita circulară $2p$.

Borul (5 electroni). Orbita circulară $2p$ poate însă ocupa, din cauză că $l = 1$ și $m = (2 \cdot 1 + 1) = 3$, trei poziții diferite în spațiu. Prin urmare, avînd în vedere cele două sensuri ale spinului fiecărui electron, aici pot fi „găzduiți"

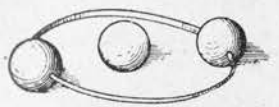


Fig. 53. Atom de heliu.

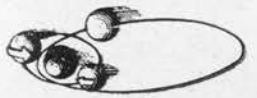


Fig. 54. Atom de litiu.

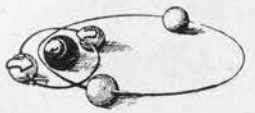


Fig. 55. Atom de beriliu.

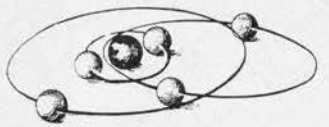


Fig. 56. Atom de bor.

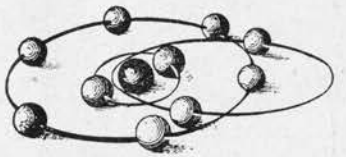


Fig. 57. Atom de neon.

în total șase electroni. Cu primul electron care ocupă un loc pe această orbită se formează atomul de bor (fig. 56).

Carbonul (6 electroni). Orbita $2p$ este ocupată aici de doi electroni.

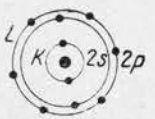


Fig. 58. Același atom; schema simplificată.

Azotul, *oxigenul*, *fluorul* (7...9 electroni). Și aceste elemente își plasează pe orbita $2p$ electronii care se adaugă.

Neonul (10 electroni). Primind pe cel de-al șaselea electron, orbita $2p$ și în același timp și pătura L s-au completat (fig. 57, 58), căci conform celor arătate la p. 63 numărului cuantic principal $n = 2$ îi aparțin numai aceste două orbite. Un nou electron care s-ar adăuga trebuie să fie plasat pe o nouă orbită, cu care începe pătura următoare.

3. **Pătura M**

Sodiul (11 electroni). Prima orbită a numărului cuantic principal $n = 3$, care se ocupă este elipsa $3s$. Noul electron ce apare la sodiu ocupă primul loc pe ea (fig. 59, 60).

Magneziul (12 electroni). La atomul de magneziu, al doilea loc de pe orbita $3s$ este ocupat de încă un electron cu spin de sens contrar.

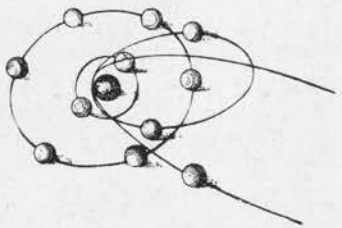


Fig. 59. Atom de sodiu.

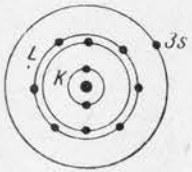


Fig. 60. Același atom; schemă simplificată.

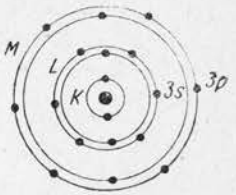


Fig. 61. Atom de argon.

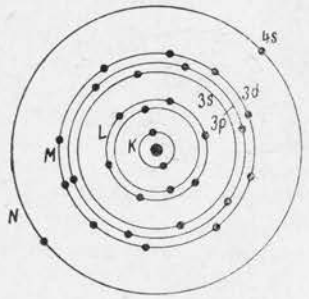


Fig. 62. Atom de zinc.

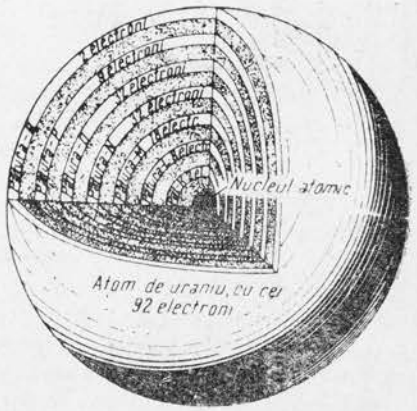


Fig. 63. Atom de uraniu.

De la aluminiu pînă la argon (13...18 electroni). Următoarea orbită $3p$ poate de asemenea să ocupe trei poziții în spațiu și deci poate să fie ocupată de șase electroni. De fapt ar veni la rînd acum orbita $3d$. Dar nu există regulă fără excepție. Prin completarea orbitei $3p$, pătura M este deocamdată închisă (fig. 61).

Din motive de natură energetică, se construiește mai întîi orbita $4s$ a păturii următoare.

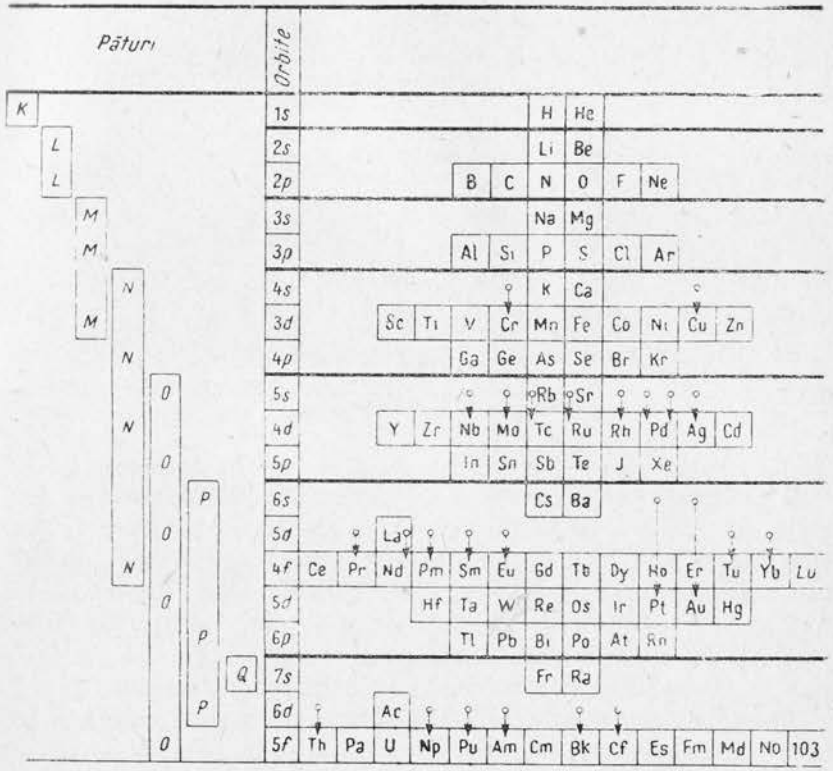
4. **Pătura N**

Potasiul și calciul. La aceste elemente se ocupă orbita $4s$ cu doi electroni.

De la scandiu pînă la zinc. Aceste 10 elemente revendică acum orbita $3d$, care ulterior este înglobată în pătura M și care nu este încă închisă complet. Aici pot fi găzduiți 10 electroni, deoarece pentru $l = 2$ sînt posibile în total $(2.2 + 1) = 5$ poziții în spațiu, fiecare cu cîte două sensuri diferite pentru spin (fig. 62).

De la galiu pînă la cripton. La aceste șase elemente se ocupă orbita $4p$. Înainte însă de a-i urma orbita $4d$, urmează iarăși prematur orbita $5s$, așa încît la elementul cripton pătura N este închisă provizoriu. În locul unei descrieri în această formă amănunțită, trimitem pe cititor la tabloul 2, unde găsește rezultatele grupate în mod sinoptic [1]).

Tabloul 2: **Distribuția electronilor elementelor sistemului periodic**



[1]) Acest tablou reprezintă sistemul periodic într-o formă care arată în același timp structura atomilor în conformitate cu mecanica cuantică (publicat pentru prima oară în 1940 de autor). Elementele cu semnul ↧ primesc un electron s pe orbita d, respectiv un electron d pe orbita f.

Legea urmată pînă aici se continuă pe toată întinderea sistemului periodic. În special se remarcă următoarele reguli:

construcția fiecărei pături începe cu un metal alcalin; fiecare subgrupă de elemente cu electroni p se încheie cu un gaz nobil. Subgrupele de elemente cu electroni f sînt ocupate, cu excepția lantanului și a actiniului însuși, de lantanide, respectiv de actinide.

Dacă se rezumă încă o dată numărul de electroni posibil pe diferite pături, se obține următoarea tabelă.

Tabela 5. **Numărul de locuri ocupate pe păturile electronice**

Pătura	Numărul maxim de electroni	Formula numărului maxim
Pătura *K*	2	$2 \cdot 1^2 = 2$
Pătura *L*	8	$2 \cdot 2^2 = 8$
Pătura *M*	18	$2 \cdot 3^2 = 18$
Pătura *N*	32	$2 \cdot 4^2 = 32$
Pătura *O*	32	$2 \cdot 5^2 = ?$
Pătura *P*	9	$2 \cdot 6^2 = ?$
Pătura *Q*	2	$2 \cdot 7^2 = ?$

În ultima coloană a tabelei se dă o lege de formare, găsită mai întîi de Rydberg, care permite să se calculeze cu precizie numerele maxime de electroni. Ea nu mai este valabilă, însă, de la pătura *O* înainte. Aceasta se datorește însă „numai" faptului că în natură nu există decît 92 elemente. Teoretic, s-ar putea, de exemplu, îngloba în pătura *O* încă o orbită 5*g* cu un total de 18 electroni din cauză că $m = (2 \cdot 4 + 1) = 9$. Această pătură *O* completă ar conține atunci $2 \cdot 5^2 = 50$ electroni.

Bogăția naturii este însă limitată; nu există în natură tot ce se poate concepe teoretic. Deși s-au putut obține artificial elementele 93 pînă la 102, pare problematic că se va putea merge mai departe pe această cale. Dacă se va reuși totuși într-o zi acest lucru, putem să reprezentăm grafic chiar de pe acum schema acestor superatomi.

6.4. Consecințele chimice și fizice ale structurii atomului

6.4.1. *Gazele nobile*

Toate aceste gaze au păturile închise și sînt sisteme de o stabilitate deosebită. După cum vom vedea imediat, legătura chimică se face numai prin electronii care se găsesc în afara unei pături închise. Astfel de electroni nu există la atomii gazelor nobile, așa că aceștia nu pot intra în legături chimice cu alți atomi, ei rămînînd izolați [1]).

6.4.2. *Legătura ionică (heteropolară)*

După fiecare gaz nobil urmează în sistemul periodic un metal alcalin. Electronul care circulă în afara trunchiului atomului, pe o elipsă foarte excentrică, poate fi separat cu ușurință, după cum am stabilit deja în paragraful 6.1. El se numește *electron de valență*, deoarece determină comportarea chimică a atomului.

După separarea acestui electron, trunchiul atomului rămîne cu o sarcină pozitivă în exces. În situația exact contrară se găsesc halogenii (F, Cl, Br, J). Aceștia preced imediat gazele nobile în sistemul periodic și au un electron mai puțin față de pătura completă.

Dacă se întîlnește un atom de halogen cu un atom de metal alcalin, păturile lor electronice se întregesc foarte bine (fig. 64).

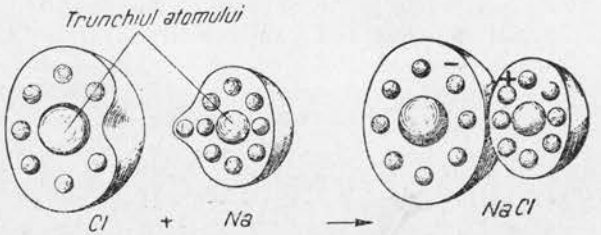


Fig. 64. Cum se produce o legătură ionică.

Electronul slab legat al metalului alcalin este atras în „lacuna" halogenului. În modul acesta ia naștere pe de-o parte un ion pozitiv, iar pe de altă parte un ion negativ. Ei interacționează

[1]) Din acest motiv gazele nobile se mai numesc și „gaze inerte" (N.Red. E.T.).

electrostatic şi astfel se realizează legătura. Astfel, de exemplu, o bucată de sare de bucătărie (NaCl) este constituită în întregime dintr-un schelet de asemenea ioni şi reprezintă o *reţea ionică* (fig. 65).

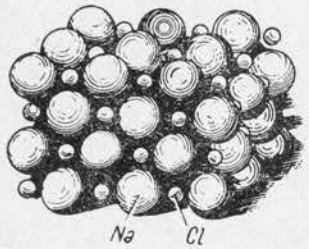


Fig. 65. Reţeaua cristalină a sării de bucătărie.

Acelaşi caz se întîlneşte şi la numeroase alte combinaţii chimice. Comportarea acestor atomi poate fi explicată şi în sensul că ei tind întotdeauna, prin cedare, respectiv primire de electroni, să ajungă în situaţia gazelor nobile.

Valenţa chimică este determinată de electronii care se găsesc în afara unei pături închise sau care încă lipsesc pentru formarea ei completă.

6.4.3. *Legătura chimică veritabilă (homeopolară)*

În contrast cu legătura ionică, la legătura chimică veritabilă are loc o adevărată contopire a păturilor atomilor. Este adevărat că şi aici se produce un fel de completare reciprocă a păturilor, completare care conduce la o structură asemenea celei a gazelor nobile, dar după alt principiu.

La molecula de H_2, atomii se unesc în aşa mod încît electronii circulă împreună în jurul ambelor nuclee (fig. 66). Nucleul este atunci învelit de pătura K ocupată complet. De asemenea,

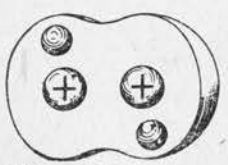


Fig. 66. Moleculă de hidrogen.

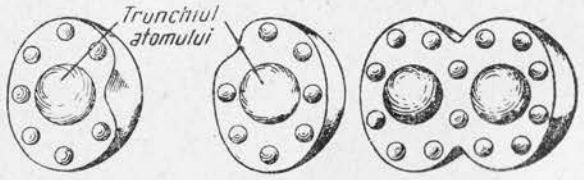


Fig. 67. Formarea unei molecule de clor.

păturile electronice a doi atomi de clor se contopesc în modul în care adesea se şi obişnuieşte să se scrie simbolic:

$$:\ddot{\underset{\cdot\cdot}{\mathrm{Cl}}}\cdot + \cdot\ddot{\underset{\cdot\cdot}{\mathrm{Cl}}}: = :\ddot{\underset{\cdot\cdot}{\mathrm{Cl}}} : \ddot{\underset{\cdot\cdot}{\mathrm{Cl}}}:$$

În fig. 67 se arată acest proces sub o formă schematică. Se vede cum la cei doi atomi, cărora le lipseşte iniţial cîte un electron de pe ultima pătură, se contopesc părţile lor exterioare. Fiecare trunchi de atom este înconjurat de o pătură asemănătoare ultimei pături a atomului de argon.

Şi mai intimă este întrepătrunderea păturilor electronice la elementele chimice tetravalente de tipul carbonului (C, Si, Ge). În reţeaua cristalină a acestor elemente, păturile se contopesc în aşa fel încît fiecare trunchi de atom este înconjurat de opt electroni. Întrucît această întrepătrundere este greu de reprezentat în spaţiu, fig. 68 arată aranjamentul desfăşurat în plan. În realitate, fiecare trunchi trebuie considerat că se găseşte în centrul unui tetraedru, în ale cărui vîrfuri se găseşte tot cîte un trunchi. Întregul cristal formează astfel o singură moleculă de dimensiuni uriaşe şi cu o rezistenţă extraordinară (duritatea diamantului!).

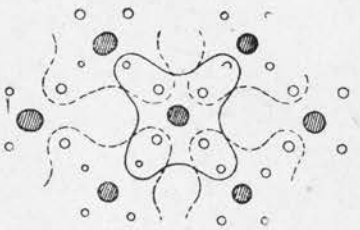


Fig. 68. Aranjamentul desfăşurat în plan al trunchiurilor atomilor şi al electronilor de valenţă la carbon, siliciu şi germaniu. Fiecare trunchi este înconjurat de opt electroni. Dintre aceştia patru aparţin atomilor vecini.

6.4.4. *Radiaţia Röntgen* (*X*)

Radiaţia Röntgen (sau X) descoperită în 1895 a jucat un mare rol în dezvoltarea teoriei atomice. Această radiaţie se produce cînd electronii rapizi ce pleacă de la catodul unui tub în care s-a făcut vid sînt dirijaţi asupra unui bloc de metal, aşa-numitul anticatod (fig. 69). În principiu, orice metal este bun ca anticatod. Pentru scopuri practice, însă, se preferă de cele mai multe ori tungstenul (wolframul), din cauza punctului său de topire ridicat. De la anticatod porneşte o radiaţie invizibilă, avînd lungimi de undă foarte mici, cuprinse aproximativ între 10^{-9} şi 10^{-6} cm (la partea vizibilă a spectrului ele sînt cuprinse între $0{,}4 \cdot 10^{-4}$ şi $0{,}8 \cdot 10^{-4}$ cm). Această radiaţie străbate aproape prin toate substanţele, chiar prin straturi de metal, şi poate provoca leziuni corporale grave, dacă aparatele care emit sau lucrează cu această radiaţie nu sînt mînuite cu băgare de seamă. Numai pereţii groşi sau un blindaj de plumb oferă o protecţie suficientă.

Pentru a face vizibilă această radiație, ea este lăsată să cadă pe un ecran acoperit cu sulfură de zinc fluorescentă; aceasta se colorează într-o nuanță verzuie și arată contururile părților obiectului prin care radiația trece mai puțin.

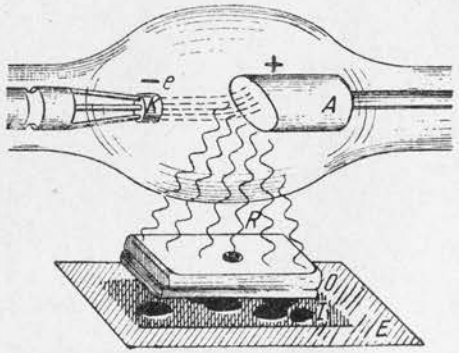


Fig. 69. Schema unui tub de radiații Röntgen:
O — obiectul străbătut de radiație; *I* — imaginea obiectului; *K* — catod; *e* — electroni; *A* — anticatod (anod); *R* — radiație Röntgen (X); *E* — ecran fluorescent

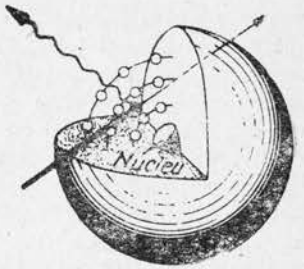


Fig. 70. Cum ia naștere radiația Röntgen (X) de frînare.

Astăzi se știe că radiația Röntgen (X)p oate fi generată în două moduri diferite:

1) **Radiația de frînare**

Ea se numește astfel deoarece electronii, cînd pătrund în atom, își pierd total sau parțial energia cinetică sau, cum se spune, sînt frînați. În acest caz, radiația ia naștere în modul următor. După cum se știe, atunci cînd o sarcină electrică oscilează într-un conductor, se emit unde electromagnetice. Dacă aceste oscilații sînt armonice (sinusoidale), cum este cazul dipolului unui post de radioemisie, unda radiată are o frecvență perfect determinată. Intensitatea radiației emise în jurul unui astfel de dipol are o distribuție caracteristică. Ea este maximă în direcția perpendiculară pe axa dipolului și este egală cu zero în sensul lungimii lui (fig. 71). Tot așa se comportă și un electron care oscilează liniar și armonic.

Astfel, dacă un electron care inițial se deplasează în linie dreaptă cu o viteză uniformă este frînat brusc, mișcarea lui se poate compara cu un singur sfert de oscilație, între maxim și

zero; caracteristica de radiație arată atunci aproximativ așa cum este reprezentată în fig. 72. O altă deosebire consistă în faptul că acest proces de frînare nu are loc sinusoidal, ci aperiodic. De aceea, unda radiată nu are o frecvență determinată ci se emite un spectru continuu cu toate lungimile de undă posibile.

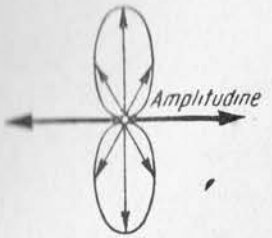


Fig. 71. Radiația unui electron care oscilează.

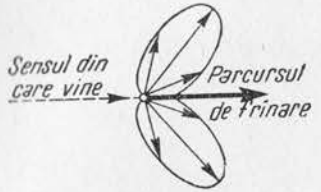


Fig. 72. Radiația unui electron frînat.

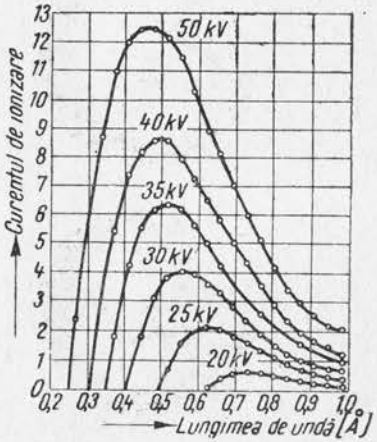


Fig. 73. Spectrul radiației Röntgen de frînare la diferite tensiuni.

În cazul extrem, electronii sînt frînați complet. Dacă electronul a străbătut diferența de potențial U, el a căpătat energia cinetică e_0U. Cînd această energie se transformă în radiație, ia naștere o cuantă cu energia $h\nu$. Prin urmare, frecvența maximă posibilă adică

frecvența limită a radiației Röntgen de frînare este

$$\boxed{\nu_{lim} = \frac{e_0 U}{h}}. \qquad (38)$$

În regiunea dinspre undele scurte, spectrul continuu se întrerupe brusc, deoarece tensiunea U determină o energie maximă e_0U, care nu poate fi depășită (fig. 73).

Radiația Röntgen are însușirea de a ioniza aerul prin care trece, adică de a-l face bun conducător de electricitate. Amă-

nunte asupra unității de măsură röntgen (1 R), care rezultă de aici, urmează să fie date în paragraful 9.6.2.

Exemplu. La o tensiune de 10 000 V, energia electronului este $e_0U = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ C $\cdot$ 10 000 V $= 1{,}6 \cdot 10^{-15}$ J $= 1{,}6 \cdot 10^{-8}$ erg (valoarea lui

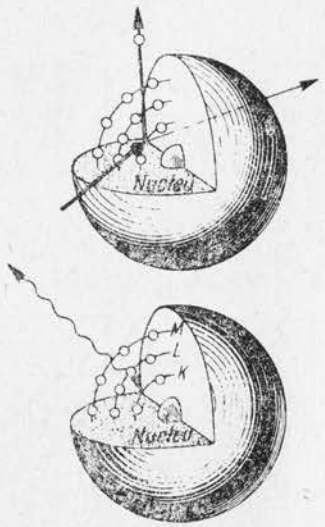


Fig. 74/75. Cum ia naștere radiația caracteristică.

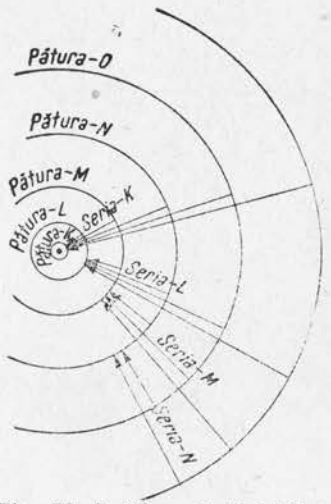


Fig. 76. Seriile radiației Röntgen caracteristice.

e_0 s-a luat din tabela 1). Așadar, cea mai mică lungime de undă existentă în spectrul de frînare este $\dfrac{3 \cdot 10^{10} \cdot 6{,}623 \cdot 10^{-27}}{1{,}6 \cdot 10^{-8}} = 12{,}4 \cdot 10^{-9}$ cm.

2) Radiația caracteristică

Energia electronului care se lovește de anticatod poate să fie așa de mare, încît să zmulgă un electron din păturile din apropierea nucleului (fig. 74). Din această cauză apare în punctul respectiv, de exemplu în pătura K, o lacună. Această lacună, însă, este imediat ocupată, prin faptul că un electron din păturile situate mai spre exterior, de exemplu, din pătura L sau M, cade în locul devenit liber (fig. 75). După ce, în sfîrșit, atomul a căpătat un electron din afară, starea sa inițială s-a restabilit.

Toate salturile care au loc în modul acesta spre pătura K dau naștere unui spectru de linii, anume seriei K a acestuia. Pentru calculul frecvențelor corespunzătoare acestor linii este valabil

un raționament absolut analog cu cel de la p. 56. Dacă se presupune că s-au îndepărtat electronii tuturor păturilor, electronul păturii K ($n = 1$) va fi legat de sarcina pozitivă Ze_0 a nucleului. În cazul acesta, în locul expresiei (27) apare forța coulombiană Ze_0^2/r^2, iar în locul frecvenței Rydberg apare expresia Z^2R. La aceasta se mai adaugă însă și faptul că sarcina nucleului este ecranată parțial de părțile interioare ale învelișului și de aceea trebuie să se scadă din Z *constanta de ecranare*. Pentru seria K, ea are valoarea 1. De aici rezultă

frecvențele seriei K a radiației Röntgen:

$$\boxed{\nu = (Z-1)^2 R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right)}, \quad (n = 2,\ 3,\ 4,\ldots). \tag{39}$$

În mod asemănător iau naștere și seriile L, M și așa mai departe (fig. 76). Din toate seriile, seria K are întotdeauna undele cele mai scurte care corespund radiațiilor relativ dure, adică pătrunzătoare.

Ambele spectre, spectrul continuu al radiației de frînare și spectrul de linii al radiației caracteristice, se suprapun.

7. Concepția mecanicii ondulatorii despre atom

7.1. Electronul ca undă

S-a dovedit că, din multe puncte de vedere, electronii trebuie concepuți nu numai ca particule discrete, ci și ca unde (p. 45). Ca atare, ar trebui ca și electronul care se învîrtește în jurul nucleului atomic să fie asimilat cu o undă. Lungimea de undă corespunzătoare ar fi, conform relației (26), $\lambda = \dfrac{h}{mv}$ și trebuie să fie, în cazul cel mai simplu, atît de mare încît circumferința orbitei să se poată diviza exact într-un număr întreg de lungimi de undă. Figura 77 arată acest lucru în modul cel mai simplu, deoarece unda electronică se poate reprezenta mai ușor prin linii. Dacă lungimea circumferinței orbitei n-ar fi un multiplu întreg al lungimii de undă, trenurile de unde care

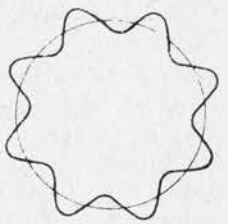


Fig. 77. Reprezentarea schematică a unei unde electronice staționare (unidimensionale) pe o orbită Bohr.

merg de jur împrejur s-ar încăleca reciproc, s-ar produce interferență și s-ar stinge de la sine. Ajungem, deci, la concluzia că

în atom sînt posibile numai acele orbite electronice ale căror circumferințe au o lungime $2\pi r$ egală cu un număr întreg de lungimi de undă.

Înseamnă că $2\pi r = n\lambda$ sau, dacă se ține seama de (26), $2\pi rmv = nh$ $(n = 1, 2, 3, \ldots)$.

Fără nici o dificultate și fără vreo ipoteză artificială, rezultă în modul acesta condiția cuantică a lui Bohr (29); deoarece trenul de unde este închis ca în fig. 77 (așa ceva se numește *undă staționară)*, nu poate avea loc nici o radiație spre exterior. Contradicția fizică pe care o conține concepția lui Bohr (electroni care se învîrtesc fără a emite radiații) nu mai apare aici de loc.

7.2. Funcția de undă

Trenul de unde care se învîrtește în jurul nucleului atomic este o imagine foarte schematizată. Ducînd mai departe acest raționament, fizicianul austriac Erwin Schrödinger a ajuns în anul 1926 la un model de atom cu totul nou. Se vede de la prima privire (fig. 78) că imaginea seamănă cu aceea a

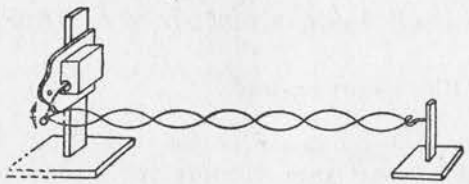


Fig. 78. Producerea de unde staționare pe un fir oscilant cu ajutorul unei sonerii electrice.

Fig. 79. Linii nodale pe o placă oscilantă (figurile lui Chladni).

unei coarde întinse care, fiind ciupită, vibrează. Și pe această coardă se formează un sistem de unde staționare. Ne putem imagina că ele iau naștere prin suprapunerea unor trenuri de unde care se deplasează cu mare viteză în sensuri opuse pe coardă. Coarda poate conține întotdeauna numai multipli întregi de semi-lungimi de undă. Acest lucru se vede clar după umflăturile și nodurile care se formează.

Dacă facem să vibreze o placă elastică încastrată la mijloc, se formează și aici un sistem de unde staționare, dar într-un plan (fig. 79). În loc de noduri sub formă de puncte, acum apar linii

nodale de-a lungul cărora suprafața rămîne în repaus. Ele rămîn vizibile foarte frumos prin presărarea de nisip pe placă (figurile lui Chladni).

Atît în cazul corzii cît și al plăcii, se poate scrie o ecuație care descrie oscilațiile, o ecuație diferențială (cu derivate parțiale) de ordinul al doilea. Soluția ecuației arată că sistemul oscilant poate vibra numai cu anumite frecvențe proprii. Pe coarda *la* a unei viori nu se poate produce decît tonul *la* cu armonicele superioare respective. Acestea sînt soluțiile care rezultă din rezolvarea ecuației cu derivate parțiale.

Numai pentru a arăta cum se prezintă o astfel de ecuație vom scrie ecuația valabilă pentru o coardă oarecare:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{1}{u^2}\frac{\partial^2 y}{\partial t^2}$$

(y este abaterea coardei de la poziția de echilibru în punctul x, la momentul t, iar u este viteza de propagare a undei pe coardă).

Schrödinger a imaginat, în locul electronului care se învîrtește în jurul nucleului, o mărime distribuită în spațiu, care se comportă ca o undă staționară. În loc de linii nodale, aici apar suprafețe nodale. Ecuația fundamentală arată astfel [1]):

$$\Delta\psi = \frac{1}{u^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}.$$

ψ (citește psi) este amplitudinea mărimii oscilante, iar u este viteza de propagare a undelor.

Ea are exact același aspect ca ecuația coardei vibrante și este, natural, valabilă în spațiul cu trei dimensiuni. Pentru noi este complet indiferent ce semnificație are mărimea ψ. Rostul ei este numai să indice că ceva oscilează. Acum se pune problema calculului frecvențelor proprii ale mărimii oscilante, bineînțeles

[1]) Aceasta este ecuația vibrațiilor unui gaz. Ecuația lui Schrödinger, fundamentală pentru fizica atomică are forma (pentru un electron liber):

$$i\frac{\partial\psi}{\partial t} = \frac{2\pi}{h}\Delta\psi, \quad \Delta\psi = \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}.$$

Pentru calculul nivelelor de energie se folosește ecuația independentă de timp:

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2}[E - U(x, y, z)]\,\psi = 0,$$

unde U este energia potențială a electronului, E valorile posibile ale energiei, m masa electronului și h constanta lui Planck. Funcția ψ poartă în acest caz numele de „funcție de undă" sau „funcție Schrödinger" (N. Red. E.T.).

ţinînd seamă de energiile care intervin din cauza atracţiei electrice şi de ipoteza că forţa de atracţie devine nulă la mare depărtare de nucleu.

Munca lui Schrödinger a fost încununată de un succes complet. Pentru atomul de hidrogen rezultă aceleaşi valori ale energiei ca în teoria lui Bohr. În afară de aceasta, teoria mecanicii ondulatorii permite să se calculeze precis intensitatea liniilor spectrale, să se fundamenteze exact regulile de selecţie şi multe alte proprietăţi electrice, optice şi chimice[1]).

Şi aici reapar cele patru numere cuantice. Trei dintre ele rezultă din funcţiile matematice care se obţin ca soluţie a ecuaţiei fundamentale a oscilaţiei. Introducerea spinului electronului a rămas însă rezervată unei rafinări şi mai mari a teoriei de către fizicianul englez Dirac, care a stabilit legătura cu teoria relativităţii.

Orice stare energetică a electronului rezultă ca o formă specială de oscilaţie a unei mărimi răspîndite în spaţiu în jurul nucleului. În starea fundamentală 1*s*, ea este un nor fin sferic, cu o densitate care scade treptat spre exterior (fig. 80). Dacă se adaugă acestei mărimi o cuantă de radiaţie, ea se desface într-un rest apropiat de nucleu şi o pătură sferică situată mai departe spre exterior starea 2*s*), care conţine aproximativ 96 % din „masa" totală a electronului (fig. 81). La trecerea în starea 2*p*, norul se împarte în două jumătăţi ovoidale situate de ambele părţi ale nucleului atomic (fig. 82). Stării 3*s* îi corespund trei pături sferice concentrice, pe cînd starea 3*d* nu mai este simetrică faţă de rotaţii. Ce reprezintă însă aceste figuri şi ce sens fizic are misterioasa funcţie ψ? Lucrurile se prezintă aproape ca şi cum electronul, compact în stare liberă şi concentrat într-un spaţiu cît mai restrîns, s-ar pulveriza şi s-ar dizolva într-un nor electric difuz. Pătratul funcţiei ψ ar urma atunci să fie interpretat ca o „densitate a electronului".

Această explicaţie a fost însă abandonată. Conform concepţiei susţinute astăzi de cei mai mulţi fizicieni, aceşti nori reproduc

Modele de atomi în conformitate cu concepţiile mecanicii ondulatorii:

Fig. 80. Electron 1*s*, în acelaşi timp model al atomului de hidrogen.
Fig. 81. Electron 2*s*, în acelaşi timp model al atomului de litiu.
Fig. 82. Electron 2*p*. →
Fig. 83. Atom de bor.
Fig. 84. Atom de carbon.
Fig. 85. Atom de azot (electronii 1*s* şi 2*s* sînt aici eliminaţi pentru mai multă claritate a figurii).

[1]) Pe care modelul lui Bohr nu le explica (N. Red. E.T.).

Fig. 80

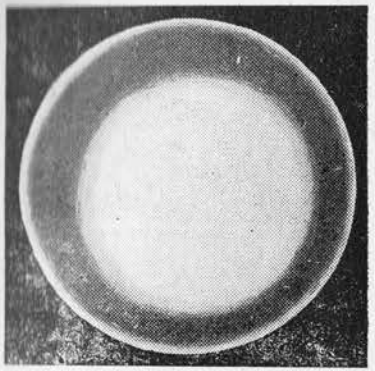


Fig. 81

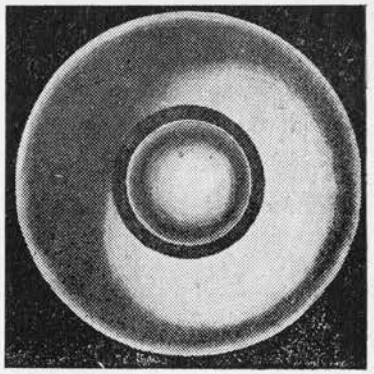


Fig. 82

Fig. 83

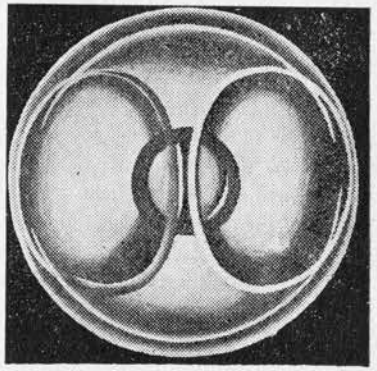


Fig. 84

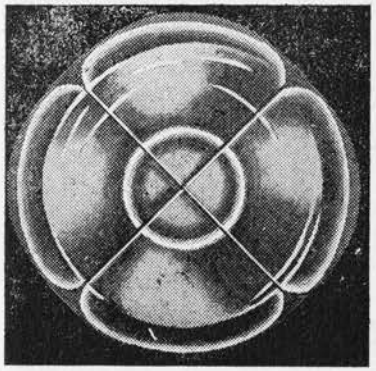
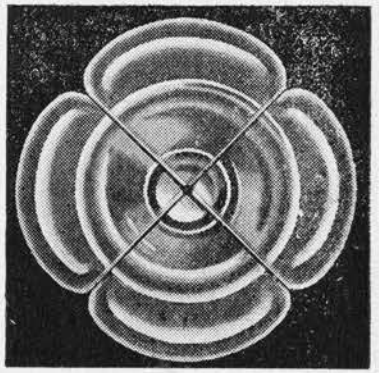


Fig. 85



probabilitatea de poziţie a electronului, care urmează să fie conceput ca particulă; astfel într-un moment dat electronul poate să se găsească în orice punct al spaţiului ocupat de nor. Acolo unde acesta este cel mai dens, electronul va fi întîlnit cel mai frecvent, pe cînd în regiunile periferice va fi întîlnit mai rar şi absolut de loc în afara norului.

Norii electronici ai modelului atomic al mecanicii ondulatorii indică domeniul probabil în care se poate găsi electronul.

7.3. Modelele spaţiale ale atomului

Aşadar, înfăţişarea pe care trebuie să o aibă atomii grei rezultă din principiul de la p. 71. După cum la un joc cu pietre de construcţie pentru copii se adaugă piatră cu piatră, aici se adaugă un electron după altul. Trebuie numai să se bage de seamă că norii funcţiei ψ se întrepătrund.

La atomul de heliu se suprapun doi nori $1s$. Într-unul se găseşte electronul cu spin spre dreapta, iar în celălalt nor electronul cu spin spre stînga. Din cauza atracţiei mai puternice a nucleului, această sferă dublu ocupată este puţin mai mică decît la atomul de hidrogen. La litiu se mai adaugă norul $2s$ împărţit în două zone (fig. 81), a cărui masă principală se găseşte departe de nucleu, ceea ce explică ionizarea uşoară a acestui atom. Atomul de beriliu are doi nori $2s$ care se întrepătrund, corespunzător celor două sensuri ale spinului electronilor care se găsesc în ei. La atomul de bor apar şi cele două domenii ovoidale ale primului electron $2p$ (fig. 83). Atomul de carbon adaugă un al doilea electron $2p$, al cărui domeniu este rotit faţă de primul cu 90° (fig. 84). El umple şi spaţiul liber care se găseşte între cele două jumătăţi de domeniu ale primului electron $2p$. În modul acesta, cei doi electroni $2p$ dispun de un domeniu de formă aproximativ inelară în care pot locui.

La atomul de azot se adaugă faţă de atomul de carbon un al treilea electron $2p$, aşa cum se poate vedea în fig. 85. Crestăturile care se pot încă vedea pe figură dispar în realitate, deoarece reproducerea sub formă de model a electronului $2p$ poate reprezenta numai domeniul principal în care se mişcă electronul, nu domeniul complet. De aceea spaţiul în care se găsesc cei trei electroni $2p$, este, în ansamblu, sferic simetric. În atomul de oxigen, de fluor şi de neon, domeniile electronilor $2p$ sînt ocupate pe rînd, de cîte un al doilea electron cu spin de sens contrar celui al electronului

deja existent în domeniul respectiv. De aceea, atomul de neon are la exterior exact aceeaşi înfăţişare ca atomul de azot; atomul de neon este puţin mai mic, din cauza sarcinii nucleare mai puternice în ansamblu. Din tendinţa atomului de oxigen de a dubla şi cele două stări $2p$ simplu ocupate, rezultă bivalenţa sa chimică. Şi mai pronunţată este activitatea chimică a atomului de fluor, care se explică prin energia cu care caută să dubleze ultimele stări $2p$ simplu ocupate.

Trebuie să recunoaştem că acest nou model nu este mai puţin intuitiv decît modelul lui Bohr. Din cauză că umple spaţiul mai complet, el face o impresie mult mai naturală decît încurcătura complicată de orbite planetare. Trebuie numai să avem în vedere că „norii“ nu reprezintă o distribuţie mai mult sau mai puţin difuză a unor particule extrem de mici, ci sînt doar domenii spaţiale în care electronul se poate găsi cu o probabilitate mai mare sau mai mică. Aceasta însă nu afectează modelul ca atare[1]).

[1]) Amănunte asupra complexului de probleme în legătură cu acest subiect se pot găsi în „Большая Советская Энциклопедия“ la „Atom, Spectre atomice“, ediţia II-a, vol. III, p. 466, Государственное Научное Издательство.

C. FIZICA NUCLEELOR ATOMICE ŞI APLICAŢIILE EI

8. Radioactivitatea naturală

Structura învelişurilor atomice, cu care ne-am ocupat pînă acum în mod special, rezultă mai cu seamă din radiaţiile emise de ele şi care sînt în parte vizibile. De aceea, cel mai important auxiliar al acestei părţi a fizicii atomice este spectroscopia. Însă, în ceea ce priveşte partea internă a atomului, nucleul, analiza spectrală nu ne dă aproape nici o informaţie. Deşi tot radiaţiile au fost acelea care au indicat drumul spre nucleul atomic, ele sînt totuşi, în parte, cu totul de altă natură.

8.1. Descoperirea radiului

Începutul s-a făcut cu descoperirea razelor Röntgen. Însuşirile lor senzaţionale şi misterioase au stimulat şi pe fizicianul francez H. Becquerel să facă noi cercetări. În special l-a intrigat faptul că partea din peretele tubului din care părea că porneşte radiaţia se lumina în culoare verzuie. Nu cumva, s-a întrebat el, radiaţia Röntgen provine tocmai de la această sticlă fluorescentă? Întrucît există şi alte substanţe care devin fluorescente cînd sînt iradiate de lumina zilei, el considera că este absolut admisibil să se poată obţine raze Röntgen şi în modul acesta.

Astfel, Becquerel a înfăşurat o serie de plăci fotografice în hîrtie neagră, a pus deasupra lor diferite minerale şi le-a expus la lumina Soarelui. Încercarea a dat rezultate negative. Apoi el a folosit şi o sare de uraniu (sulfat de uranil şi potasiu) şi, ce să vezi, această placă prezenta după developare o pată neagră! Experienţa reuşise.

Dar numai la puţine zile după ce făcuse o comunicare la Academia de Ştiinţe asupra acestui subiect, Becquerel a constatat un fapt ciudat. Întîmplător, el păstrase într-un dulap întunecos o placă acoperită cu sarea de uraniu. Cînd a developat-o apoi împreună cu celelalte, tocmai ea era înnegrită deosebit de puternic. Aceasta s-a petrecut la 1 martie 1896. Lumina soarelui şi fluorescenţa nu puteau fi, în nici un caz, cauza radiaţiei Röntgen. Ceva mai mult, Becquerel descoperise ceva cu totul nou. Însăşi sarea de uraniu era evident sursa unei radiaţii care, este drept, semăna foarte mult cu aceea obţinută de Röntgen, dar care cu siguranţă apăruse în cu totul alt mod. Desigur că o întîmplare extraordinară a condus la descoperirea *radiaţiei Becquerel*. Dar nu este singura de acest fel în istoria fizicii.

Fig. 86. Marie Curie (1867—1934).

Care putea, însă, fi cauza noii radiaţii? Tînăra chimistă Marie Curie, născută Sklodowska, şi-a propus să găsească soluţia acestei probleme. Ea era soţia fizicianului Pierre Curie, care cu cîţiva ani mai înainte descoperise proprietăţile piezoelectrice ale cristalelor. Aplicaţiile practice ale acestei descoperiri le găsim astăzi în microfonul cu cristal, difuzorul cu cristal şi pick-up-ul cu cristal[1]). El construise pentru măsurările sale un electrometru deosebit de sensibil.

Munca în comun a soţilor Curie a fost curînd încununată de succes. Razele Becquerel aveau însuşirea de a ioniza aerul, adică de a-l face bun conducător de electricitate. Electrometrul lui Curie era cît se poate de potrivit pentru detectarea şi măsurarea ionizării. După ce au cercetat toate elementele cunoscute, din punct de vedere al radiaţiei, ei au ajuns la două rezultate provizorii:

1. Dintre toate substanţele cunoscute, numai uraniul şi toriul emit radiaţii.

2. La minereurile naturale de uraniu, radiaţia este mult mai puternică decît ar corespunde conţinutului lor de uraniu.

---

[1]) Peste tot este vorba de cristal piezoelectric (N. Red. E. T.).

Prin urmare, aceste minereuri trebuie să conţină şi un alt element care emite radiaţii mai puternice. Măsurările făcute şi cercetările chimice au arătat apoi că trebuie să existe cel puţin două substanţe care emit radiaţii puternice. Una dintre ele era în strînsă legătură cu bismutul. Ea a fost numită *poloniu*, în cinstea patriei Mariei Curie. Cealaltă era înrudită cu bariul şi a primit denumirea de *radiu* (adică substanţă „care radiază"). Aceste descoperiri au fost publicate în iulie, respectiv decembrie 1898.

Dovada adusă pe baza radiaţiei era ca atare sigură, dar încă insuficientă. Mai trebuia să se izoleze substanţa însăşi ca şi chimiştii să fie convinşi. În acest scop s-a procurat peste o tonă de reziduuri ieftine de la fabrica de coloranţi pe bază de uraniu din Joachimsthal[1]). O baracă primitivă de lemn de la „École de Physique" din Paris a devenit de aici înainte sediul unei munci extrem de anevoioase. Vreo două mese şubrede, un vechi cuptor de topit, scos din uz, care nu ajungea nici măcar să încălzească încăperea, formau tot inventarul. Problema care se punea era să se extragă cu mijloacele obişnuite ale analizei chimice urmele extrem de slabe de substanţă radioactivă din cantităţile mari de material cafeniu, pămîntos, plin de ace de brad.

După dizolvarea cu sodă, filtrarea şi precipitarea diferitelor metale care nu mai interesau, ei au obţinut diferite cantităţi de clorură de bariu. Era însă extraordinar de greu de separat radiul căutat din această substanţă. Singur procedeul laborios al „cristalizării fracţionate" era practicabil. El se bazează pe faptul că clorura de radiu, pe care o conţine soluţia de clorură de bariu, cristalizează ceva mai uşor decît sarea de bariu. Prin repetarea de un mare număr de ori a acestui proces, în care timp cantitatea se micşora treptat, s-au obţinut în cele din urmă cîteva fracţiuni de gram din substanţa misterioasă care luminează în întuneric. De-abia în anul 1902 a ajuns Marie Curie la ţintă. Ea adunase în sfîrşit o zecime de gram de $RaCl_2$ pură, cantitate suficientă pentru stabilirea spectrului şi a masei atomice; rezultatele i-au permis să-şi încheie teza de doctorat.

În 1910, Marie Curie a preparat pentru prima oară metalul radiu pur. El este un metal moale, argintiu, care are o luminescenţă vizibilă chiar la lumina zilei. Densitatea sa este de 6 g/cm³, se topeşte la aproximativ 700°C şi colorează flacăra în roşu intens. Un gram de radiu costă azi aproximativ 150 000

[1]) *Ioachimovo* din R. Cehoslovacă (N.Red. E.T.).

DM. El serveşte în special la tratamentul cancerului. Cantitatea totală care există în lume a fost evaluată în 1934 la 760 g. Minereul cel mai bogat în radiu este pechblenda din masivul Erzgebirge.

8.2. Natura transmutaţiilor radioactive

Astăzi nu mai există nici o îndoială în privinţa originii radiaţiilor radioactive. Ele sînt emise de nucleul atomic şi, prin urmare, nu au nimic de-a face cu învelişul atomului. S-a mai dovedit că nu este posibil să se influenţeze în nici un chip intensitatea radiaţiei prin nici un mijloc chimic sau fizic. De asemenea, este perfect indiferent în ce combinaţie chimică se găseşte elementul.

După cum au descoperit chiar soţii Curie, se deosebesc trei feluri de radiaţii (fig. 87):

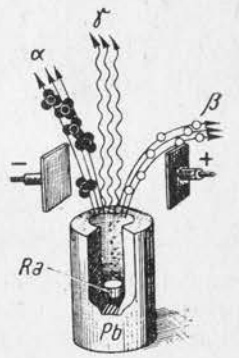


Fig. 87. Cum se comportă radiaţiile radioactive într-un cîmp electric.

1. **Radiaţia** α care constă din nuclee ale atomilor de heliu (numite pe scurt particule α şi notate simbolic $^4_2\alpha$) cu numărul de masă 4, care se mişcă cu mare viteză. Într-un cîmp electric, ele sînt accelerate spre polul negativ.

2. **Radiaţia** β care constă din electroni negativi (pe scurt particule β şi notate simbolic β^-, $^0_{-1}e$ sau e^- [1])) care se mişcă cu viteză mare. În cîmpul electric ele sînt atrase de polul pozitiv.

3. **Radiaţia** γ care este asemănătoare radiaţiei Röntgen, dar cu o lungime de undă mult mai mică şi o putere de pătrundere mai mare; simbolic se notează γ. Ca şi celelalte unde electromagnetice, ea nu este influenţată de cîmpul electric.

Dacă însă nucleul atomic emite astfel de particule, el trebuie să sufere o oarecare modificare din această cauză. Astfel se dezvăluie caracteristica principală a tuturor proceselor radioactive. Cu prilejul oricărei modificări a nucleului ia naştere un nou gen de atom, iar în multe cazuri chiar un alt element chimic. Se obişnuieşte să se scrie procesele nucleare la fel ca reacţiile chimice, sub formă de ecuaţii. La stînga, sus, în faţa simbolului nucleului se scrie numărul de masă A, iar jos, numărul de ordine Z.

[1]) Vom vedea în cele ce urmează că există şi electroni pozitivi care se notează simbolic prin β^+ sau e^+ (N. Red. E. T.).

Exemplu de proces α:

$$^{226}_{88}\mathrm{Ra} \rightarrow {}^{4}_{2}\alpha + {}^{222}_{86}\mathrm{Rn}\ (\mathrm{Radon}).$$

Prin emisia unei particule α, *numărul de masă A se micşorează cu 4 unităţi, iar sarcina Z a nucleului cu 2 unităţi (fig. 88).*

Cum stau însă lucrurile cînd nucleul emite o particulă β^-? După cele ce ştim dinainte, nucleul conţine numai protoni şi

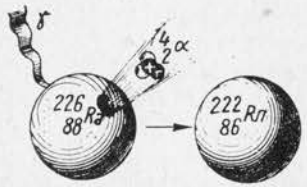


Fig. 88. Dezintegrare α.

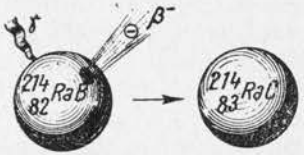


Fig. 89. Dezintegrare β.

neutroni. Nu rămîne altă posibilitate decît să admitem că un neutron se transformă într-un proton şi cu acest prilej apare un electron după ecuaţia

$$^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow {}^{1}_{1}\mathrm{p} + {}^{0}_{-1}\mathrm{e}. \qquad (40)$$

Din acest *proces* β^- rezultă că:

prin emisia unei particule β^-, *sarcina nucleului creşte cu o unitate, pe cînd masa nucleului rămîne practic neschimbată*, deoarece masa mică a electronului nu joacă nici un rol în calculul cu numerele de masă rotunjite.

Exemplu de proces β^-:

$$^{214}_{82}\mathrm{RaB} \rightarrow {}^{0}_{-1}\mathrm{e} + {}^{214}_{83}\mathrm{RaC} \qquad (\mathrm{fig.\ 89}).$$

Radiaţia γ este un fenomen accesoriu care apare adesea în procesele α şi β, aşa că nu atrage după sine nici o transformare a elementului în sensul descris mai sus.

La elementele radioactive naturale este vorba de procese *spontane*, adică procese care au loc fără intervenţia omului şi fără influenţe exterioare. Se spune de aceea pe scurt că nucleele atomice radioactive sînt *instabile*, pe cînd nucleele obişnuite sînt *stabile*, adică rămîn intacte un timp nelimitat.

8.3. Durata de viaţă a elementelor radioactive

Odată ce am stabilit mai sus că nucleele elementelor radioactive sînt instabile, se poate pune, pe bună dreptate, întrebarea: cum de mai există atunci astfel de nuclee în natură? Motivul este că o substanţă radioactivă nu se dezintegrează dintr-odată complet; în anumite intervale de timp se dezintegrează întotdeauna numai cîteva nuclee. Ele sînt, în totalitatea lor, parcă atinse de o boală ascunsă, care poate provoca în orice moment moartea unor nuclee. Nu există, însă, nici un criteriu care să permită să se prevadă cînd se va produce această dezintegrare. Un nucleu de radiu poate avea o vîrstă de sute de mii de ani şi mai poate trăi nevătămat alte sute de mii de ani. Se poate, însă, întîmpla ca el să înceteze de a exista ca atare, chiar în clipa următoare emiţînd o particulă α, şi continuîndu-şi existenţa într-o formă modificată. Despre durata vieţii individuale a fiecărui atom nu se poate face nici cel mai vag pronostic.

Deşi aceasta ar putea lăsa impresia că dezintegrarea radioactivă se petrece la voia întîmplării, există totuşi o lege riguroasă în această privinţă. Să presupunem că avem la dispoziţie un gram de radiu. El conţine, conform formulei (1), $\frac{6{,}023 \cdot 10^{23}}{226} = 2{,}67 \cdot 10^{21}$ atomi. Dacă am avea un aparat care să poată număra destul de repede toate particulele α emise de metal, el ar înregistra într-o secundă 36,8 miliarde de atomi care se dezintegrează. La prima vedere, acest număr pare enorm. Avînd în vedere, însă, numărul incomparabil mai mare de atomi existenţi în total, el este totuşi atît de mic, încît trebuie să treacă 1590 ani pînă ce s-ar dezintegra jumătate din numărul de atomi de radiu (fig. 90). Pînă cînd din jumătatea de gram rămasă se va dezintegra iarăşi o jumătate, trec alţi 1590 ani şi aşa mai departe.

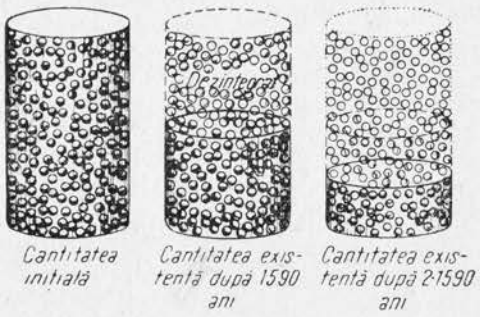


Fig. 90. Timpul de înjumătăţire al radiului.

Timpul de înjumătăţire $T_{1/2}$ *este timpul în care se dezintegrează jumătate din numărul nucleelor atomice ale unei substanţe radioactive.*

Pe această bază se poate calcula exact cîți atomi de radiu se vor transforma într-un anumit interval de timp. Cu toate acestea, căror atomi anume le va veni rîndul nu se poate ști. Legea dezintegrării radioactive este de natură pur statistică.

Legea matematică corespunzătoare se găsește prin raționamentul următor: numărul dN de atomi care se dezintegrează în timpul scurt dt este întotdeauna proporțional cu cantitatea N existentă în fiecare moment, adică $\frac{dN}{dt} = -\lambda N$. Aici λ este un factor de proporționalitate, așa-numita *constantă de dezintegrare*. Dacă se scrie această relație sub forma $\frac{dN}{N} = -\lambda \cdot dt$ și se integrează în ambii membri, se obține

legea dezintegrării radioactive: $$\boxed{N = N_0 e^{-\lambda t}} \qquad (41)$$

(N_0 este cantitatea existentă inițial, iar N este cantitatea încă nedezintegrată după trecerea timpului t).

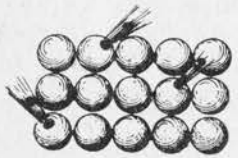


Fig. 91. Constanta de dezintegrare.
Din 15 atomi se dezintegrează în fiecare secundă 3 atomi
$\lambda = \frac{3}{15}\,1/s = 0{,}2\ 1/s$.

Constanta de dezintegrare λ *indică ce fracțiune dintr-o cantitate oarecare dată* N_0 *se dezintegrează în unitatea de timp* (fig. 91).

Exemplu. La radiu, $\lambda = 1{,}382 \cdot 10^{-11}$ 1/s. Dacă avem cantitatea stabilită mai înainte de $2{,}67 \cdot 10^{21}$ atomi, ceea ce corespunde unui gram de radiu, într-o secundă se dezintegrează

$$2{,}67 \cdot 10^{21} \cdot 1{,}382 \cdot 10^{-11} = 3{,}68 \cdot 10^{10} \text{ atomi.}$$

Relația dintre constanta de dezintegrare λ și timpul de înjumătățire $T_{1/2}$ rezultă dacă punem $N = \frac{N_0}{2}$. Atunci ultima ecuație dă $0{,}5 = e^{-\lambda T_{1/2}}$, respectiv $\ln 0{,}5 = -\lambda T_{1/2}$. De aici rezultă

$$\boxed{T_{1/2} = \frac{0{,}693}{\lambda}}\,. \qquad (42)$$

Uneori se folosește în calcule și așa-numita

viață medie: $$\boxed{t_m = \frac{1}{\lambda}} \qquad (43)$$

care este puțin mai mare decît timpul de înjumătățire $T_{1/2}$.

8.4. Seria uraniu-radiu

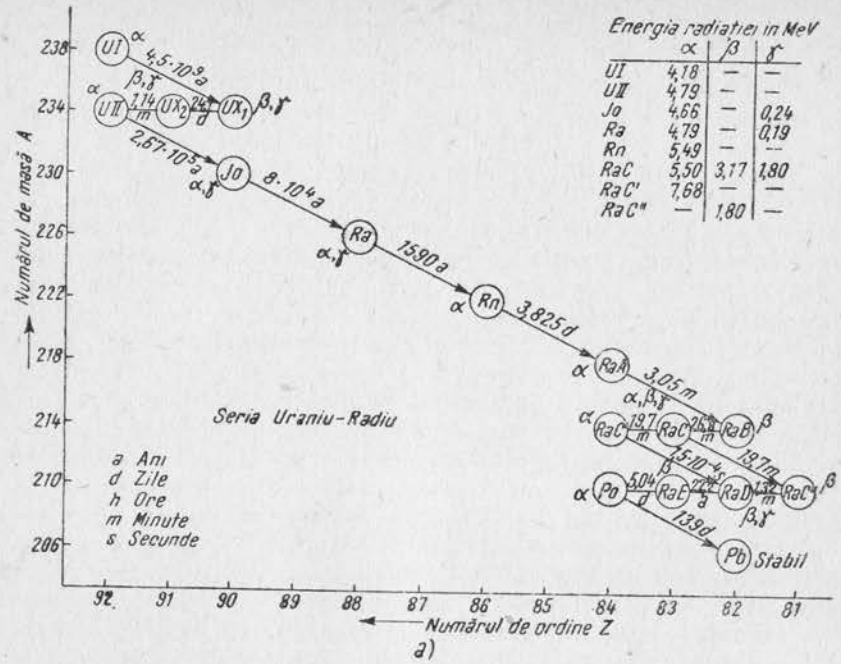
Cînd radiul se transformă, emițînd o particulă α, trebuie să ia naștere un nou element. Conform ecuației date la p. 94, el este gazul nobil radon $^{222}_{86}$Rn, numit și *emanație de radiu*.

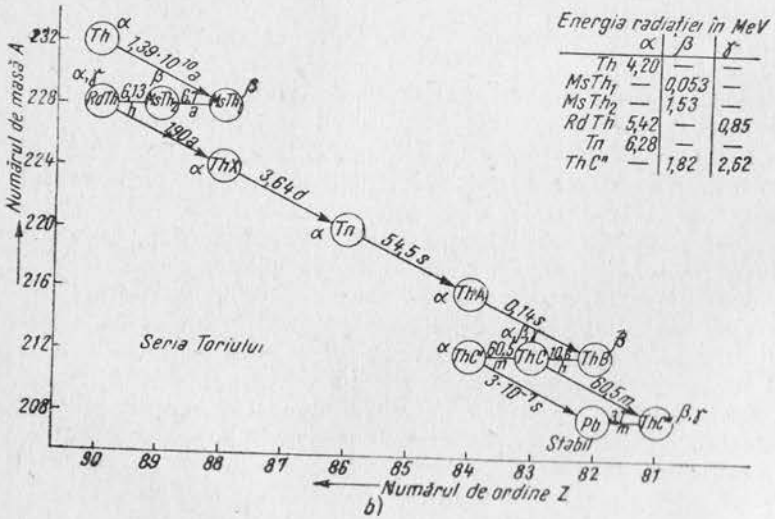
Întrucît este gazos, el emană adesea în mici cantități din straturile Pămîntului care acoperă zăcămintele de minereu de uraniu sau apare dizolvat în apele de izvor. Cele mai bogate izvoare din lume se găsesc în frumoasa localitate balneară cu ape radioactive Brambach din R.D.G. Mii de oameni bolnavi și-au găsit deja vindecarea aici (efecte salutare în inflamațiile cronice ale articulațiilor, nevralgii, reumatism muscular, sciatică etc.). Radonul pe care-l conține apa minerală de Brambach are însă un timp de înjumătățire de numai 3,825 zile. Apa păstrată în sticle are, prin urmare, efect numai un timp limitat. Radonul însuși se transformă, emițînd o particulă α, în elementul $^{218}_{84}$RaA. Și acest nucleu este α-activ și se transformă în $^{214}_{82}$RaB, avînd timpul de înjumătățire de numai 3,05 min.

Cu aceasta nu s-a terminat însă lanțul de transformări succesive. Cum continuă el, arată tabloul 3 a. Ultima verigă a lui este RaG, care trebuie să fie chimic identic cu plumbul, deoarece are aceeași sarcină nucleară 82 ca acesta. Firește că are însă altă masă atomică. Întrucît *radioplumbul* este stabil, el închide seria dezintegrărilor.

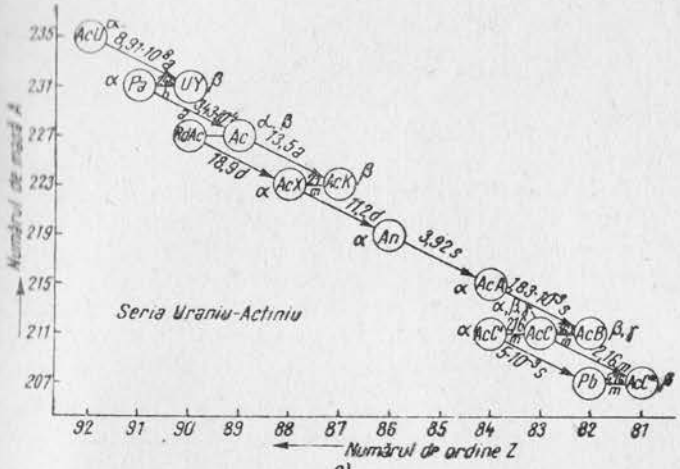
Soții Curie porniseră de la ideea că nu uraniul, ci altă substanță trebuie să fie cauza radiațiilor. Dacă ei ar fi avut la dispoziție metodele moderne ale radiometriei, nu le-ar fi scăpat neobservat faptul că și uraniul este un metal radioactiv. Dar timpul său de înjumătățire este extraordinar de lung (4,5 miliarde ani). Din el se formează, în această ordine, elementele UX1, UX2, UII, Jo, iar din acesta, în sfîrșit, radiul. Așadar, uraniul este „strămoșul“[1]) unei întregi *serii radioactive*. Deși timpurile de înjumătățire ale diferitelor verigi ale seriei sînt în parte foarte scurte, se „reproduc“ mereu atomi noi. Numai uraniul nu se mai „reproduce“. În cursul epocilor geologice, cantitatea de uraniu scade neîncetat, iar pe de altă parte se acumulează tot mai mult radioplumb. Pe baza legii dezintegrării, nu este, deci, greu de calculat de cînd bate acest ceasornic, uraniul, în interiorul Pămîntului. Se ajunge atunci la rezultatul că cele mai vechi straturi de la suprafața Pămîntului au probabil o vîrstă de aproximativ două miliarde de ani. Vîrsta totală a

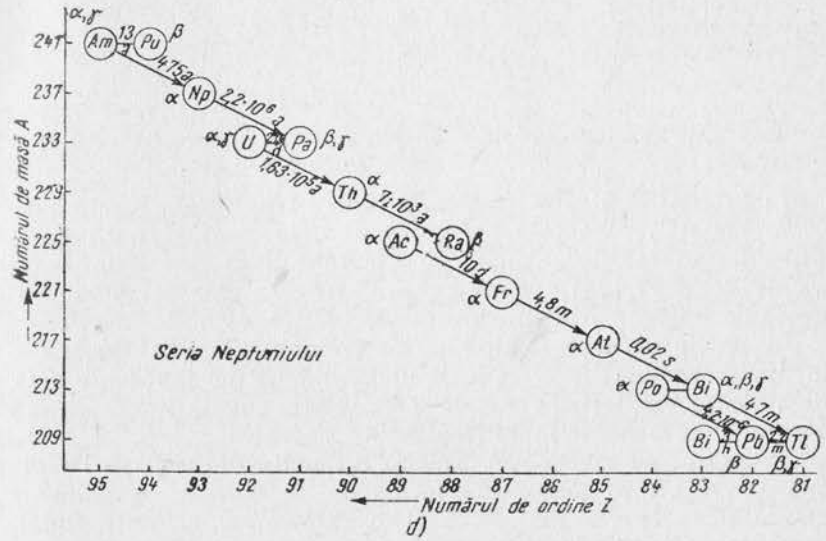
[1]) În limba germană „Urahn“ (N. Red. E. T.).





Tabloul 3: Cele 4 serii de





dezintegrare radioactive.

Pămîntului se evaluează la aproximativ dublul acestei cifre. La acelaşi rezultat conduce şi aşa-numita „metodă a heliului". În adevăr, heliul se formează din particule α, la care este nevoie să se mai alăture numai doi electroni. Atunci, închis în mineralele care se cercetează, el se găseşte în condiţii corespunzător de favorabile.

8.5. Celelalte familii radioactive

Membrii familiei uraniu-radiu nu sînt însă singurele elemente radioactive care se găsesc în natură. Se cunosc astăzi în total patru serii de dezintegrare, dintre care una provine din neptuniul obţinut artificial. Numerele de masă ale tuturor membrilor se pot indica în mod concis prin cîte o formulă simplă, după cum se poate vedea în tabela 6.

Tabela 6. **Cele 4 serii de dezintegrare**

Denumirea seriei	Formulele pentru numărul de masă A	Valorile lui n
1. Seria toriului	$4n$	58...52
2. Seria neptuniului	$4n + 1$	60...52
3. Seria uraniu-radiu	$4n + 2$	59...51
4. Seria uraniu-actiniu	$4n + 3$	58...51

Exemplu. Numărul de masă al radiului se poate reprezenta prin $4 \cdot 56 + 2 = 226$, iar cel al RaG prin $4 \cdot 51 + 2 = 206$.

În tabloul 3, liniile diagonale indică transformări prin emisie α, iar cele orizontale transformări prin emisie β. În unele locuri se găsesc ramificaţii. De exemplu RaC se transformă în proporţie de 99,96%, printr-un proces β, în RaC′, iar în proporţie de 0,04%, printr-un proces α, în RaC″.

În seriile naturale apare cîte un gaz nobil: toronul (emanaţie de toriu), radonul deja amintit şi actinonul (emanaţie de actiniu). Toate seriile naturale se termină cu plumbul care are de fiecare dată o masă atomică diferită.

În natură se mai găsesc însă şi elemente radioactive izolate (tabela 7). Ele se găsesc sub formă de amestecuri de elemente stabile şi au în general timpuri de înjumătăţire foarte lungi. Dacă nu ar fi aşa, de mult nu ar mai exista, deoarece, cu excepţia tritiului, ele nu se reproduc.

Tabela 7. **Cîţiva izotopi radioactivi naturali**

Izotopul	Modul de dezintegrare	$T_{1/2}$	Abundenţa, %
$^{40}_{19}K$	$^{40}_{20}Ca + \beta^-$	$14 \cdot 10^8$a	0,012
$^{87}_{37}Rb$	$^{87}_{38}Sr + \beta^-$	$6{,}3 \cdot 10^{10}$a	27,20
$^{152}_{62}Sm$	$^{148}_{60}Nd + \alpha$	$1{,}4 \cdot 10^{11}$a	27,1
$^{176}_{71}Lu$	$^{176}_{72}Hf + \beta^-$	$7{,}3 \cdot 10^{10}$a	2,5
$^{187}_{75}Re$	$^{187}_{76}Os + \beta^-$	$4 \cdot 10^{12}$a	62,93
$^{3}_{1}T$	$^{3}_{2}He + \beta^-$	12,1a	

8.6. Echilibrul radioactiv

Într-o bucată de minereu de uraniu, care zace în pămînt de miliarde de ani, se găsesc întotdeauna toţi membrii seriei de dezintegrare. Chiar dacă timpul de înjumătăţire al unei substanţe este foarte scurt, se găseşte întotdeauna o cantitate mică din ea. Dacă ar fi singură, ea ar dispărea în scurt timp din cauza dezintegrării sale rapide. Dar în prezenţa substanţei-mamă respective, se formează în fiecare moment alţi atomi. În modul acesta se stabileşte cu timpul o anumită stare de echilibru.

În starea de echilibru radioactiv, se formează dintr-un anumit fel de nuclee, în fiecare unitate de timp, tot atîtea nuclee cîte se dezintegrează în acelaşi interval de timp.

Dacă nu ar fi aşa, o anumită substanţă ar deveni din ce în ce mai abundentă sau alta ar dispărea complet. Experienţa arată însă contrariul.

Următorul raţionament arată în ce raport cantitativ trebuie să se găsească diferitele radioelemente într-un minereu. Dintr-un rezervor de apă cu capacitatea $N_1 = 100$ l se scurg în fiecare

oră 5 l (fig. 92)[1]). După 10 ore, el nu mai conține decît 50 l. „Timpul de înjumătățire" al său este, deci, $T'_{1/2} = 10$ ore, iar cantitatea de apă care se scurge, la echilibru, în fiecare oră, este $\frac{N_1}{2T'_{1/2}}$ (cantitate/timp). De aici apa trece într-un al doilea rezervor, din care se scurge în fiecare oră tot atîta apă cîtă primește din primul, și anume cinci litri pe oră. Să zicem că timpul de înjumătățire aici este $T''_{1/2} = 2$ ore. În acest rezervor se va acumula cu timpul o anumită cantitate de apă N_2, dar cîtă, încă nu știm. Cantitățile care se scurg în și din rezervor, în fiecare oră, trebuie însă să fie egale. Prin urmare, trebuie să existe relația:

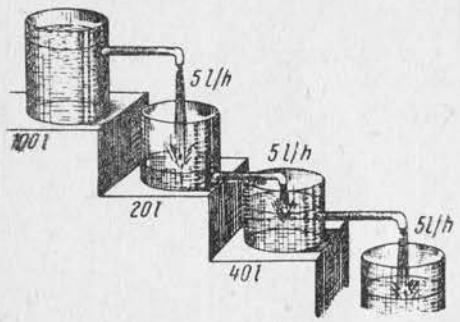


Fig. 92. Echilibrul radioactiv.

$$\frac{N_2}{2T''_{1/2}} = \frac{N_1}{2T'_{1/2}} \quad \text{sau} \quad \frac{N_1}{N_2} = \frac{T'_{1/2}}{T''_{1/2}}. \tag{44}$$

În exemplul nostru, rezultă că apa din rezervorul al doilea are un nivel constant corespunzător cantității $N_2 = \frac{100 \cdot 2}{10} = 20$ l.

Cantitățile de atomi existente în starea de echilibru radioactiv se găsesc reciproc în același raport ca timpurile de înjumătățire respective.

Cînd se aplică ultima ecuație la substanțe radioactive, trebuie să se țină seama și de masa atomică diferită a substanțelor care se compară. Cantitatea m_1 este atunci proporțională cu produsul numărului de atomi N_1 și masa A_1, așa încît $\frac{m_1}{m_2} = \frac{N_1 A_1}{N_2 A_2}$ și deci

cantitatea de echilibru este : $\boxed{m_2 = \frac{m_1 T''_{1/2} A_2}{T'_{1/2} A_1}}$. 45)

[1]) În realitate debitul scade odată cu nivelul: însă pentru simplificarea raționamentului îl presupunem constant (N. Red. E. T.).

Legea dedusă mai sus este valabilă numai pentru *echilibrul durabil* care s-a stabilit, de exemplu, la minereurile foarte vechi în decurs de sute de mii de ani. Cu totul altfel pot sta lucrurile la preparatele radioactive care se extrag prin separare chimică din substanțele-mamă respective sau care se obțin pe cale artificială [1]).

9. Radiațiile radioactive

Nu numai elementele radioactive naturale menționate pînă acum emit radiații, ci și sutele de elemente radioactive care s-au putut obține pe cale artificială. De aceea este necesar să ne ocupăm ceva mai amănunțit de proprietățile și măsurarea radiațiilor.

9.1. Radiația α

Știm deja că radiația α constă din nuclee de heliu. Particulele α emise cu prilejul transformării nucleului îl părăsesc cu o viteză foarte mare, de ordinul de mărime de 10 000 km/s. În drumul lor prin aer, ele se ciocnesc cu moleculele acestuia și produc cîte 20...40 000 ioni pe fiecare centimetru de traiectorie. Întrucît pentru formarea unei perechi de ioni este necesară o energie de aproximativ 32,5 eV, marea energie inițială a particulelor se consumă repede. Fiecare substanță radioactivă are de aceea *un parcurs mijlociu R* caracteristic. La radiu, el este de 3,38 cm. Îl putem citi pe curba dată în fig. 93. Expresia parcurs „mijlociu" arată că, din cauza neregularității ciocnirilor, el oscilează puțin în jurul unei anumite valori medii.

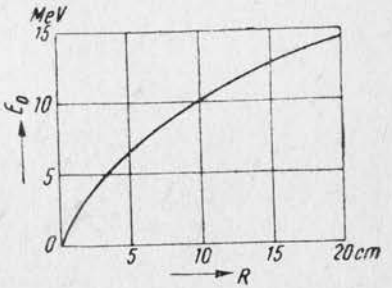


Fig. 93. Energia și raza de acțiune a particulelor α în aer.

Parcursul în aer se poate calcula după *legea parcursului a lui Geiger*:

$$\boxed{R = 0{,}476\ E_0^{1{,}5}}. \tag{46}$$

(R este parcursul [cm] la 15°C și 760 torr; E_0 este energia microparticulelor [MeV].)

[1]) Vezi amănunte asupra acestui subiect în Weiss, „Radioaktive Standardpräparate", Berlin, 1955.

În alte substanțe parcursul depinde de masa atomică și de densitatea substanței prin care trec radiațiile; el este foarte mic în corpurile solide. Chiar o foiță de aluminiu cu grosimea de 1/100 mm absoarbe aproximativ 50% din particulele α.

9.2. Radiația β^- și neutrinul

Radiația β^- constă din electroni negativi care au o masă mult mai mică decît masa particulelor α. De aceea această radiație, trecînd prin aer de exemplu, produce mult mai puțini ioni (50... 100 ioni/cm) în comparație cu cei produși de particulele α. Pierderea de energie a electronilor trebuie însă atribuită numai parțial efectului lor ionizant. În primul rînd, ea se datorește împrăștierii la ciocnirea cu atomii, precum și producerii secundare de radiații γ, corespunzătoare radiației de frînare (p. 80).

La radiația β^- nu se poate însă vorbi de un anumit parcurs. Fiecare element radioactiv are un spectru de viteze al electronilor β^- caracteristic, care este continuu. Din fig. 94 se poate vedea, de exemplu, că particulele β^- ale RaE au toate valorile de energie posibile pînă la $E_{max} = 1{,}17$ MeV. Maximul curbei se găsește aproximativ în dreptul valorii de 0,35 MeV; de aceea particulele cu această energie sînt cele mai numeroase.

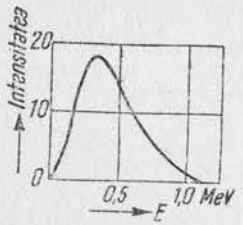


Fig. 94. Intensitatea relativă și energia particulelor β emise de RaE.

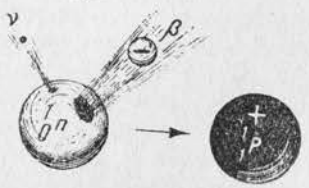


Fig. 95. Dezintegrarea neutronilor prin emisia unui electron și a unui neutrino.

La prima vedere pare de neînțeles de ce particulele β^- emise de un anumit fel de nuclee au energii diferite. Pentru a explica acest lucru, W. Pauli a presupus, în 1931, că o dată cu fiecare electron se emite un așa-numit *neutrino* (simbol ν sau ν_0) (fig. 95).

Neutrinul este o particulă neutră din punct de vedere electric. Masa sa de repaus este egală cu zero.

Prin urmare, ecuația (40) a dezintegrării β^- trebuie să fie completată după cum urmează:

$$ {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{1}_{1}p + {}^{0}_{-1}e + \nu. \qquad (47) $$

Se presupune că energia care devine liberă cu prilejul *fiecărui* proces β^- este egală cu valoarea maximă E_{max} pe care o au electronii de fiecare dată. Diferența dintre energia maximă și energia electronului este preluată de neutrinul emis concomitent.

Ipoteza neutrinului a primit un sprijin experimental prin măsurarea reculului pe care-l suferă nucleul cu prilejul emisiei radiației β^-. S-a constatat că acest recul este exact atît de mare cît ar trebui să fie în cazul emisiei simultane a unui neutrino și a unui electron. A doua dovadă, că neutrinul este mai mult decît o pură invenție, o aduce principiul conservării momentului cinetic. Conform celor arătate la p. 66, electronul are un moment cinetic egal cu $\frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$. Se mai știe că atît neutronul cît și protonul care rezultă din el au fiecare cîte un moment cinetic de aceeași mărime. Așadar, spinul nucleonilor nu este modificat prin procesul β^-. Principiul conservării momentului cinetic cere însă ca o dată cu apariția electronului să se producă o modificare de mărime egală și de sens contrar a momentului cinetic al particulelor care participă în reacție. Contradicția dispare imediat dacă se presupune că tocmai neutrinul este acela care duce cu el acest moment cinetic de spin [1]).

9.3. Radiația γ

Producerea radiației γ se poate compara cu emisia luminii de către învelișul electronic. În acest caz ne putem exprima astfel: ori de cîte ori învelișul electronic trece dintr-o stare de energie mai mare într-o stare de energie mai mică, se emite o cuantă de lumină. Tot așa ne putem închipui că nucleul atomic, după ce a emis o particulă α sau β^-, rămîne într-o stare mai mult sau mai puțin excitată. Dacă nucleul revine din această stare în starea fundamentală, diferența de energie este radiată sub formă de cuante γ.

---

[1]) Trebuie menționat că existența neutrinului a fost dovedită direct în 1956 de către fizicienii americani Cowan și Reines, care au reușit să observe o reacție inversă procesului β^-, adică o captură a neutrinului (N. Red. E. T.).

Dintr-o cercetare mai atentă rezultă însă o imagine ceva mai complicată, cînd diferitele nuclee radioactive au mai multe *trepte de excitație*. Treptele cu diferite cantități de energie pot fi reprezentate, după cum am văzut la atomul de hidrogen (p. 59), sub forma unei scheme de nivele. Treapta cea mai de jos este întotdeauna starea fundamentală a nucleului respectiv. Figura 96 arată mai amănunțit cum se formează ultimii patru termeni ai seriei toriului. Observăm cu acest prilej trei posibilități fundamentale:

1. Unul și același nucleu emite, prin trecerea de la un nivel superior de energie la unul inferior, cuante γ cu diferite energii. De aceea, radiația γ prezintă adesea un spectru discontinuu de radiații cu diferite lungimi de undă și cu energii diferite.

2. Particulele α pot fi emise de un nucleu (ThC) în stare fundamentală, cu care prilej ia naștere un nucleu urmaș în diferite stări de excitație (Th C″).

3. Particulele α pot fi emise de un nucleu (ThC′) pe diferite trepte de excitație și poate lua naștere un nucleu urmaș (ThD) în stare fundamentală.

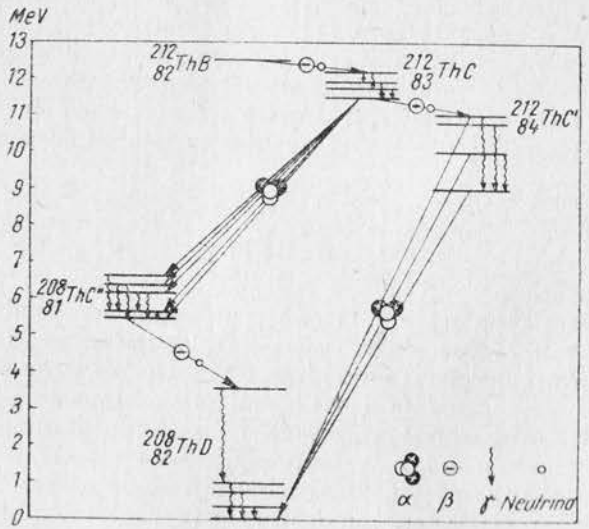


Fig. 96. Schema nivelelor ultimilor patru elemente din seria toriului.

Se vede de aici că radiația α a unui element radioactiv nu are o anumită valoare a energiei (deci un parcurs perfect definit), ci poate avea diferite valori foarte apropiate.

Energia radiației γ este, conform ecuației (17) $E = h\nu$, cu atît mai mare cu cît frecvența ei este mai mare, respectiv cu cît lungimea ei de undă este mai mică. Dacă energia este dată în MeV, lungimea de undă λ a radiației se calculează cu formula:

$$\boxed{\lambda = \frac{12{,}34 \cdot 10^{-4}}{E}\,[\mathrm{m}\mu]} \qquad (48)$$

Energiile radiației γ ale cîtorva elemente din seriile uraniului și toriului sînt date în tabloul 3 (pp. 98, 99).

Exemplu. Pentru lungimea de undă a radiației γ a RaC se obține

$$\lambda = \frac{12{,}34 \cdot 10^{-4}}{1{,}8} = 6{,}86 \cdot 10^{-4}\ \mathrm{m}\mu.$$

9.4. Atenuarea radiației β^- în medii dense

După cum s-a remarcat deja la p. 104 particulele β^- suferă la trecerea prin mediile dense diferite pierderi de energie, cu care prilej ionizează atomii, respectiv moleculele și produc radiația γ secundară. În afară de aceasta, în trecerea lor pe lîngă nucleele atomice și pe lîngă electronii învelișului atomic, ele sînt deviate de la direcția lor inițială, adică sînt *împrăștiate* sub cele mai diferite unghiuri. Toate acestea la un loc fac ca parcursul lor să aibă valori diferite, în funcție de constituția și densitatea mediilor străbătute de radiații.

Pentru a se calcula această absorpție [1]) a radiației β^-, se poate scrie următoarea ecuație:

$$dI = -I\mu dx.$$

În cuvinte aceasta sună astfel: scăderea dI a intensității radiației este proporțională cu intensitatea încă existentă în fiecare moment și cu grosimea dx a stratului străbătut de radiație.

În loc de a se da grosimea x a stratului în centimetri, absorpția se raportează de cele mai multe ori la unitatea de masă superficială (miligrame pe centimetru pătrat) și se folosesc, pentru măsurările practice respective, table de aluminiu, cărora nu li se stabilește grosimea ci masa [mg] pe centimetru pătrat. Prin

[1]) Termenul absorpție este folosit aici în mod impropriu în loc de atenuare. Este vorba de fapt de suprapunerea a două efecte: împrăștiere și absorpție propriu-zisă, care sînt înglobate în acest termen (N. Red. E. T.).

urmare, *coeficientul de atenuare masic* are unitatea de măsură centimetru pătrat pe miligram [1]).

Integrarea ecuației de mai sus dă în $I = -\mu x + C$, constanta de integrare C rezultînd din faptul că intensitatea inițială pentru grosimea absorbantului $x = 0$ se pune egală cu I_0. De aici rezultă

$$\textit{legea atenuării:} \quad \boxed{I = I_0 e^{-\mu x}} \qquad (49)$$

(I, I_0 = numărul de particule β înregistrate după, respectiv înainte de trecerea prin absorbant).

Valoarea coeficientului de atenuare μ depinde în primul rînd de energia maximă a radiației β și se poate calcula, cel puțin aproximativ, cu formule empirice. De exemplu, pentru $E_{max} > 0{,}5$ MeV [2]) avem

$$\boxed{\mu = \frac{0{,}022}{E_{max}^{4/3}}} \ [\mathrm{cm^2/mg}], \ (E_{max} \text{ în MeV}). \qquad (50)$$

Adesea se calculează și așa-numita *grosime de înjumătățire* $d_{1/2}$:

> *grosimea de înjumătățire* $d_{1/2}$ *este acea grosime a unui absorbant prin a cărei străbatere intensitatea unei radiații este slăbită la jumătate.*

Valoarea ei se obține introducîndu-se în formula (49) $I = I_0/2$; atunci x devine egal cu

$$\textit{grosimea de înjumătățire:} \quad \boxed{d_{1/2} = \frac{0{,}693}{\mu}} \ [\mathrm{mg/cm^2}]. \qquad (51)$$

Întrucît grosimea de înjumătățire se poate măsura foarte ușor, indirect, cu aparate potrivite (p. 121), există o posibilitate simplă de a determina energia maximă a unei surse de radiații β^-.

[1]) Grosimile absorbanților se exprimă prin așa-numita „greutate superficială" (miligram sau gram pe centimetru pătrat). Astfel, de exemplu, 1 cm³ aer conține, în condiții normale, 1,29 mg aer; de aceea, cînd este vorba de absorpție în aer, putem vorbi de absorpția în 1,29 mg/cm² în loc de absorpția într-un centimetru (N. Red. E. T.).

[2]) *Espe-Kuhn*, Elementare Grundlagen der Kernphysik, Leipzig, 1955.

Pentru parcursul maxim sînt valabile, după F e a t h e r, [1]) formulele

$$\text{pentru } E_{max} < 0{,}8\,\mathrm{MeV}: \ R_{max} = 407\, E_{max}^{1{,}38} \quad [\mathrm{mg/cm^2}] \qquad (52a)$$

$$\text{pentru } E_{max} > 0{,}8\,\mathrm{MeV}: \ R_{max} = 542\, E_{max} - 133\,[\mathrm{mg/cm^2}]. \qquad (52b)$$

Exemple. 1. Ce energie maximă au particulele β^- ale unui element radioactiv, cînd numărul lor este redus la jumătate printr-o tablă de aluminiu de 135 mg/cm²?

Conform cu (51) se obține $\mu = \dfrac{0{,}693\ \mathrm{cm^2}}{135\ \mathrm{mg}} = 0{,}00513\ \mathrm{cm^2/mg}$, iar după formula (50)

$$E_{max} = \sqrt[4]{\left(\frac{0{,}022}{0{,}00513}\right)^3} = 2{,}98\ \text{MeV}.$$

2. Ce lungime are drumul parcurs în aer de particulele β^- de 1,5 MeV înainte de a fi absorbite în proporție de 50%?

Din formula (50) rezultă $\mu = \dfrac{0{,}022\ \mathrm{cm^2}}{\sqrt[3]{1{,}5^4}\ \mathrm{mg}} = 0{,}0128\ \mathrm{cm^2/mg}$. Din formula (51) avem atunci $d_{1/2} = \dfrac{0{,}693\ \mathrm{mg}}{0{,}0128\ \mathrm{cm^2}} = 54{,}14\ \mathrm{mg/cm^2}$; întrucît 1 cm³ de aer (în condiții normale) cîntărește 1,29 mg, rezultă că grosimea corespunzătoare a stratului de aer străbătut este $\dfrac{54{,}14}{1{,}29} = 42$ cm.

3. Ce parcurs maxim rezultă pentru aceste particule în aer?

Din formula (52 b) rezultă $R_{max} = (542 \cdot 1{,}5 - 133) = 680\ \mathrm{mg/cm^2}$. De aici rezultă un parcurs maxim de $\dfrac{680}{1{,}29} = 527$ cm.

9. 5. Atenuarea radiației γ în medii dense

Cu toate că radiația γ are o putere de pătrundere foarte mare, ea este atenuată mai mult sau mai puțin la trecerea prin medii dense. În această privință are mare importanță lungimea de undă a radiației și constituția mediului străbătut de radiație.

Dacă se notează prin I intensitatea unei radiații cu o anumită energie, atenuarea dI va fi proporțională cu grosimea dx foarte mică a stratului, așa încît se poate scrie

$$dI = -I\mu dx.$$

[1]) *Espe-Kuhn*, Elementare Grundlagen der Kernphysik, Leipzig, 1955.

Această ecuație este din punct de vedere matematic aceeași ca cea stabilită la p. 107 pentru atenuarea radiației β. Rezolvarea ei conduce la

legea de atenuare (fig. 97):

$$\boxed{I = I_0 e^{-\mu x}} \quad . \qquad (53)$$

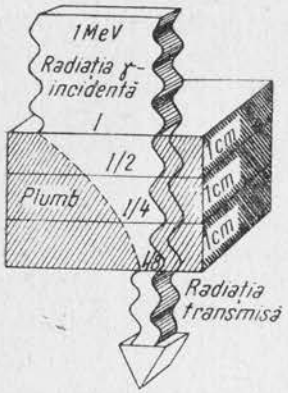


Fig. 97. Legea absorpției.

Ea arată cît de mare este intensitatea I după străbaterea unui strat de grosime x, dacă se cunoaște intensitatea inițială I_0.

Coeficientul de atenuare total μ este valabil de fiecare dată numai pentru un anumit material și o anumită energie, respectiv lungime de undă.

Exemplu. Cîți centimetri de plumb sînt necesari pentru a atenua o radiație de 1 MeV, la a zecea parte?

Punînd $\frac{I}{I_0} = 0{,}1 = e^{-0{,}7x}$; $-0{,}7x = \ln 0{,}1$, rezultă $x = \frac{2{,}3}{0{,}7} = 3{,}3$ cm.

La atenuarea radiației γ intervin trei procese diferite (fig. 98).

1. **Efectul fotoelectric**. Cuanta γ zmulge un electron din învelișul atomului, de cele mai multe ori din pătura K sau L, consumîndu-și astfel complet energia (p. 39). Atenuarea, care se datorează parțial acestui proces, se exprimă prin *coeficientul de absorpție (atenuare) fotoelectric* τ.

Tabela 8. **Coeficienți de atenuare liniari pentru plumb și fier**

Energia radiației	μ_{Pb}	μ_{Fe}
1 MeV	0,7 cm^{-1}	0,5 cm^{-1}
3 MeV	0,45 cm^{-1}	0,3 cm^{-1}
5 MeV	0,48 cm^{-1}	0,25 cm^{-1}

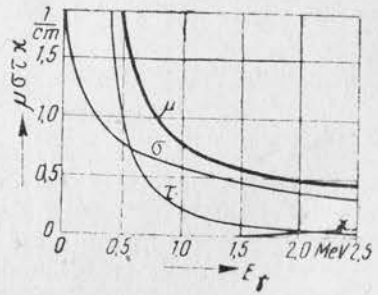


Fig. 98. Compunerea coeficienților de atenuare pentru radiația γ.

2. **Efectul Compton**. Cuanta γ se ciocnește de un electron slab legat al învelișului electronic și îi transmite numai o parte din energia sa. Cuanta γ este deviată de la direcția sa inițială, adică este împrăștiată, cu o frecvență corespunzătoare mai mică ($E' = h\nu'$). Acest efect este, de altfel, una din cele mai importante dovezi a naturii corpusculare a cuantelor γ (p. 42). Lui îi corespunde *coeficientul de împrăștiere* σ.

3. **Formarea de perechi**. Cuanta γ dă naștere, în cîmpul electric al nucleului, la perechi electron-pozitron (amănunte vezi la p. 175). Acest efect apare numai la energii de peste 1 MeV și este caracterizat prin *coeficientul de absorpție prin formare de perechi* $\varkappa$.

Coeficientul total de atenuare este suma celor trei coeficienți parțiali:

$$\mu = \tau + \sigma + \varkappa.$$

În fig. 98 sînt reprezentate împreună aceste trei efecte la plumb.

9. 6. Unități de măsură

9.6.1. *Activitatea substanțelor emițătoare de radiații*

Pentru aprecierea activității substanțelor radioactive, o simplă indicație a cantității, de exemplu 1 g, ar fi insuficientă și nu ar lua în considerare proprietățile specifice lor și pe cele ale radiațiilor lor. Activitatea unei substanțe radioactive depinde în primul rînd de numărul de atomi care se dezintegrează în unitatea de timp. În exemplul de la p. 96 am stabilit că într-un gram de radiu se dezintegrează în fiecare secundă aproximativ $3{,}7 \cdot 10^{10}$ atomi.

Cîți sînt exact, nu se poate stabili cu precizia dorită, din cauza dificultăților tehnice de măsurare; datele oscilează între $3{,}68 \cdot 10^{10}$ și $3{,}71 \cdot 10^{10}$. Pentru a se ajunge, totuși, la o unitate de măsură univoc definită, s-a stabilit în 1950[1]) că:

1 curie este cantitatea dintr-o substanță radioactivă în care au loc în fiecare secundă $3{,}70000 \cdot 10^{10}$ *procese de dezintegrare.*

Deci, 1 curie corespunde activității a circa 1 g radiu, ceea ce se poate lesne observa. Mai departe avem

$$\boxed{1\ \text{Cu (curie)} = 10^3\ \text{mCu (milicurie)} = 10^6\ \mu\text{Cu (microcurie).}}$$

[1]) Joint Commission of Standards, Units and Constants of Radioactivity.

Pe lîngă curie se mai întrebuinţează ocazional şi următoarele unităţi:

1 rutherford (Rd) = 10^6 d/s,

1 d/s = 1 dezintegrare pe secundă,

1 d/m = 1 dezintegrare pe minut.

Activitatea apelor minerale sau a aerului care conţine radon se dă adesea în unităţi numite *eman*:

1 *eman* = 10^{-10} *curie pe litru.*

Mai înainte era în uz

1 *unitate Mache* = $3{,}64 \cdot 10^{-10}$ *curie pe litru.*

De exemplu, izvoarele de la Brambach au o activitate de aproximativ 2000 unităţi Mache.

Dacă se raportează activitatea unei substanţe care emite radiaţii la unitatea de cantitate, se obţine

$$\text{activitatea specifică} = \frac{\text{activitatea}}{\text{masa substanţei radioactive}} \text{ [Cu/g].}$$

Exemple. 1. Ce activitate are un preparat care nu este un amestec şi care emite 500 particule β^- pe secundă?

Se scrie pur şi simplu ecuaţia $3{,}7 \cdot 10^{10} : 1 = 500 : x$ şi se obţine

$$x = \frac{500 \cdot 1}{3{,}7 \cdot 10^{10}} = 135 \cdot 10^{-10}\text{Cu sau } 0{,}0135\,\mu Cu.$$

2. Ce activitate are uraniul I din 100 g de oxid de uraniu (U_3O_8) proaspăt preparat?

Masa moleculară a U_3O_8 este $3 \cdot 238 + 8 \cdot 16 = 714 + 128 = 842$. Cantitatea de uraniu pe care o conţine se calculează din relaţia 842 : 714 = = 100 : x şi este $x = 84{,}8$ g. Întrucît 238 g uraniu conţin $6{,}023 \cdot 10^{23}$ atomi (numărul lui Avogadro), cantitatea de 100 g U_3O_8 va conţine $\frac{6{,}023 \cdot 10^{23} \cdot 84{,}8}{238} = 2{,}146 \cdot 10^{23}$ atomi de uraniu I. Constanta de dezintegrare a uraniului I este

$$\lambda = \frac{0{,}693}{4{,}51 \cdot 10^9 \cdot 365 \cdot 86\,400} = \frac{1}{205{,}3 \cdot 10^{15}} \text{ d/s}$$

şi dă numărul de dezintegrări care au loc în fiecare secundă. Aşadar, în cantitatea dată se dezintegrează $\frac{2{,}146 \cdot 10^{23}}{2{,}053 \cdot 10^{17}} = 1{,}045 \cdot 10^6$ atomi pe secundă. Aceasta corespunde unei activităţi de

$$\frac{1{,}045 \cdot 10^6}{3{,}7 \cdot 10^{10}} = 0{,}28 \cdot 10^{-4} \text{ Cu sau } 28\ \mu Cu.$$

9.6.2. *Intensitatea radiaţiei*

Activitatea unui preparat nu ne spune nimic despre efectul radiaţiei pe care o emite, care poate fi de natură corpusculară sau electromagnetică şi poate prezenta energii extrem de diferite pe fiecare particulă, respectiv pe fiecare cuantă. Efectul cel mai izbitor al radiaţiilor radioactive este ionizarea moleculelor aerului pe care-l străbat. De aceea, numărul de ioni formaţi de o radiaţie poate servi foarte bine ca unitate de măsură a intensităţii ei. Ca atare, s-a stabilit că:

1 röntgen (R) este doza de radiaţie Röntgen (X) sau γ care produce în fiecare centimetru cub de aer o cantitate de ioni pozitivi sau negativi a cărei sarcină electrică este egală cu un franklin (1 frankllin = unitatea de sarcină electrostatică = $= 3{,}33 \cdot 10^{-10}$ C).

Întrucît un ion monovalent poartă sarcina elementară de $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ C, aceasta reprezintă $\frac{3{,}33 \cdot 10^{-10}}{1{,}6 \cdot 10^{-19}} = 2{,}08 \cdot 10^9$ perechi de ioni pe fiecare centimetru cub de aer normal.

Pentru formarea unei perechi de ioni este necesară o energie de 32,5 eV. Energia cedată de 1 R într-un gram de aer se calculează, deci, în modul următor: $32{,}5 \cdot 2{,}08 \cdot 10^9 = 67{,}6 \cdot 10^9$ eV; $67{,}6 \cdot 10^9 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-12} = 108{,}16 \cdot 10^{-3}$ erg/cm³. Întrucît 1 cm³ de aer normal are masa de $1{,}293 \cdot 10^{-3}$ g, 1 R va ceda unui gram de aer *cantitatea* de energie de $\frac{108{,}16 \cdot 10^{-3}}{1{,}29 \cdot 10^{-3}} = 83{,}7$ erg.

1 R corespunde absorpţiei de aproximativ 84 erg pe fiecare gram de aer sau 94 erg pe fiecare gram de apă, respectiv de ţesut moale de animal.

Pentru *radiaţiile corpusculare* s-a introdus ca unitate repul (1 rep = 1 röntgen equivalent physical):

1 rep corespunde absorpţiei de 94 erg pe fiecare gram de ţesut animal.

La radiaţiile corpusculare însă nu interesează numai energia pusă în libertate de ele, ci în primul rînd efectul lor b i o l o g i c specific. Avînd în vedere acest lucru, s-a stabilit ca unitate remul (1 rem = 1 röntgen equivalent man):

1 rem este cantitatea dintr-o radiaţie oarecare ce produce acelaşi efect biologic ca 1 R de radiaţie X dură.

Din motive de simplificare, de curînd s-a introdus pentru toate speciile de radiaţii ionizante unitatea rad (roentgen absorbed dose):

1 rad este cantitatea de radiaţie care cedează într-un gram dintr-o substanţă oarecare o energie de 100 erg.

În toate aceste definiţii, timpul în cursul căruia acţionează radiaţia nu joacă nici un rol. Cantitatea de radiaţie raportată la unitatea de timp se numeşte *doză*. Atunci se obţin unităţi ca R/h (röntgen pe oră), mR/săptămînă (miliröntgen pe săptămînă) etc.

9.6.3. *Constantele de doză*

Nu există o relaţie general valabilă între activitatea, dată în curie, a unui corp emiţător de radiaţii şi doza radiată de el, exprimată în röntgeni pe oră. Totuşi, tocmai această relaţie are importanţă practică, deoarece numai cunoscînd valoarea ei se poate aprecia pericolul mai mult sau mai puţin mare pe care-l prezintă o substanţă radioactivă.

Se poate afla din tabele, de la caz la caz, cîţi röntgeni pe oră produce un curie la distanţă de 1 m. Valoarea numerică corespunzătoare se numeşte *constantă de doză* a substanţei radioactive respective.

Din această tabelă se poate observa cu uşurinţă următoarea regulă practică aproximativă:

Tabela 9. **Constantele de doză ale cîtorva elemente γ—active** $\left(\frac{R}{Cu \cdot h}\right.$ **la distanţa de 1 m**$\left.\right)$

^{22}Na	1,3	^{65}Zn	0,3
^{24}Na	1,92	^{131}J	0,25
^{59}Fe	0,65	^{198}Au	0,23
^{60}Co	1,3	^{226}Ra	0,84

1 Cu produce la distanţa de 1 m în timp de o oră o cantitate de radiaţii de aproximativ 1 R.

9.7. Detectarea şi măsurarea radiaţiilor radioactive

9.7.1. *Contori cu scintilaţie*

Printre cele mai interesante experienţe fizice se numără experienţa cu *spintariscopul* inventat de Crookes (fig. 99). Pe fundul unui mic tub de tablă se găseşte un disc acoperit cu o substanţă fluorescentă (sulfură de ziuc activată cu cupru). La cîţiva milimetri deasupra se aşază un preparat radioactiv. Dacă se priveşte cu ochiul adaptat la întuneric, prin lupa montată la capătul superior al tubului, se văd sclipind mii de steluţe. Fiecare sclipire provine de la o particulă α care se ciocneşte cu ecranul fluorescent. Dacă preparatul este suficient de slab, se pot număra particulele una cîte una.

Fig. 99. Spintariscop:
L — lupă; *S* — ecran fluorescent; *P* — preparat radioactiv.

Astăzi se cunosc multe substanţe care dau astfel de *scintilaţii* sub influenţa radiaţiilor α, β sau γ. Pentru radiaţia β sînt deosebit de potrivite substanţele fluorescente organice ca, de exemplu, o soluţie diluată de antracen în naftalină sau stilben, iar pentru radiaţia γ, între altele, wolframatul de calciu sau un cristal de iodură de sodiu. În locul observaţiei subiective întotdeauna anevoioasă, astăzi se foloseşte înregistrarea fenomenelor luminoase pe cale electrică. Într-un astfel de *contor cu scintilaţie* (fig. 100), cuantele de lumină care iau naştere în cristal cad mai întîi pe un fotocatod. Electronii eliberaţi de pe acesta (v. efectul fotoelectric, p.39) sînt înmulţiţi de $10^5 \ldots 10^7$ ori cu ajutorul unui *multiplicator* (înmulţitor de electroni secundari) care se găseşte imediat după el (tot tubul se numeşte fotomultiplicator). Ei dau, la ieşirea din acest tub, nişte impulsuri care sînt amplificate după aceea şi mai mult printr-un sistem de tuburi electronice. Avantajul lor este marea

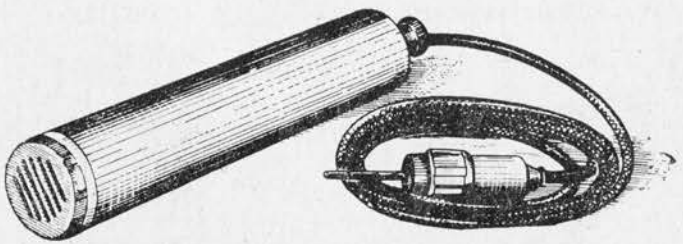


Fig. 100. Contor cu scintilaţie cu fotomultiplicator de electroni secundari montat în el. La capătul anterior se găseşte cristalul de iodură de sodiu protejat printr-un grătar de metal.

sensibilitate şi funcţionarea fără inerţie; din această cauză contorii cu scintilaţie sînt superiori faţă de alte aparate de măsurat.

9.7.2. *Camere de ionizare*

Dacă se încarcă un electrometru sensibil şi se apropie de el un preparat radioactiv, acul instrumentului revine la zero mai mult sau mai puţin repede, după intensitatea activităţii (fig. 101). El se descarcă prin aerul devenit bun conducător de electricitate datorită radiaţiilor.

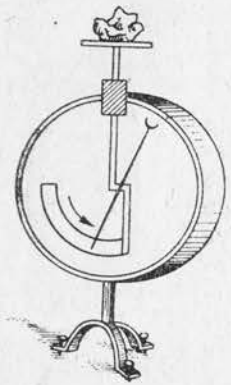


Fig. 101. Descărcarea unui electrometru simplu.

Există cele mai diferite dispozitive de măsură, corespunzătoare scopului şi activităţii preparatului. Extraordinar de simplu şi totuşi extrem de sensibil este electroscopul cu foiţe de aur pus în legătură cu o *cameră de ionizare* (fig. 102), adică cu o carcasă metalică, ce conţine un condensator cu două plăci cu suprafaţă mare. Această instalaţie serveşte la măsurarea activităţilor α, preparatul fiind aşezat pe placa inferioară, iar distanţa la placa superioară trebuind să fie aşa de mare, încît toţi ionii formaţi să participe la curent (curent de saturaţie). Viteza cu care se descarcă electroscopul este o măsură a activităţii preparatului. Etalonarea se face cu un preparat de activitate cunoscută (standard de curent).

Pentru măsurarea radiaţiei gamma se foloseşte o cameră prevăzută cu un blindaj de plumb de aproximativ 5 mm grosime (fig. 103). Acest blindaj reţine particulele α şi β. Radiaţia γ a preparatului care se găseşte la exteriorul camerei pătrunde prin peretele de plumb şi desprinde din acesta şi din aerul din cameră electroni secundari ce descarcă electroscopul.

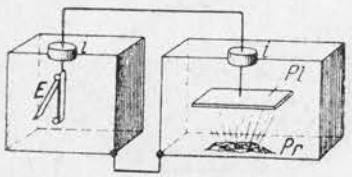


Fig. 102. Cameră de ionizare pentru măsurarea radiaţiilor α:
E — electroscop cu foiţă de aur; *i* — izolaţie; *Pl* — placa superioară a camerei de ionizare; *Pr* — preparat.

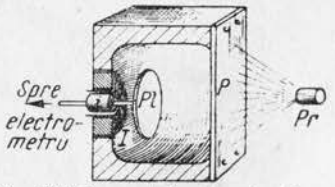


Fig. 103. Cameră de plumb orizontală pentru măsurarea radiaţiei γ:
Pl — placă legată la electrometru; *Pr* — preparat; *P* — perete de plumb; *i* — izolaţie; *I* — inel de protecţie pus în legătură cu pămîntul.

Figura 104 arată, dimpotrivă, o cameră de ionizare care funcţionează după *metoda încărcării* şi posedă un electrometru cu fir.

Firul metalic fin este întins elastic pe o buclă de cuarţ între doi electrozi auxiliari, iar peretele camerei este încărcat negativ cu o a doua baterie. Radiaţia γ care pătrunde înăuntrul camerei formează ioni de ambele semne, dintre care cei pozitivi merg la peretele camerei, iar cei negativi încarcă tija *Ec* cu electricitate de semn corespunzător. Din această cauză, firul electrometrului este atras de electrodul auxiliar pozitiv. Deplasarea sa se citeşte cu ajutorul unui microscop. În locul electrometrului cu fir, aparatele moderne au un electrometru cu tuburi electronice.

Măsurările cu aparate de acest gen au valoare numai atunci cînd aparatele au fost etalonate dinainte. În acest scop servesc preparate de comparaţie, care la rîndul lor se pot compara cu *standardele de radiu* păstrate în institutele de stat ale diferitelor ţări sau care se pot prepara de fiecare după anumite prescripţii [1]).

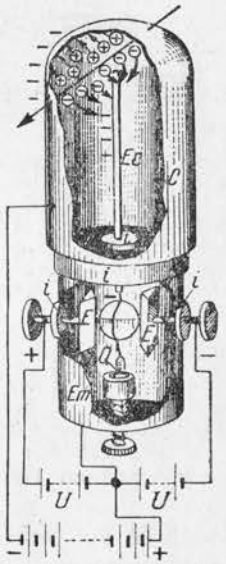


Fig. 104. Metoda de încărcare:
C — cameră de ionizare; *Em* — electrometru; *Ec* — electrod colector; *i* — izolaţie; *Q* — buclă elastică de cuarţ; *E* — electrozi auxiliari; *U* — tensiune auxiliară.

9.7.3. *Camera cu ceaţă a lui Wilson*

Cel mai impresionant aparat, cu care se pot vedea direct urmele diferitelor particule ionizante, este *camera cu ceaţă*. Ea constă dintr-un recipient de sticlă, în care aerul este saturat în permanenţă cu vapori, deoarece recipientul este în legătură cu un vas cu apă (fig. 105). Peretele anterior este acoperit cu un strat de gelatină umed, transparent, prin care se poate privi în cameră. Fundul este format dintr-un disc negru de tablă. Preparatul poate fi introdus chiar în cameră. Între discul de tablă şi stratul de gelatină există o tensiune continuă de 100... 200 V, al cărei cîmp electric îndepărtează din cameră ionii care se formează neîncetat.

[1]) Vezi amănunte asupra preparării şi verificării standardelor şi asupra metodelor de măsurare respective în *Weiss*, Radioaktive Standardpräparate, Berlin, 1955.

Cu ajutorul unui piston care este tras repede înapoi sau prin stabilirea bruscă a comunicației cu un vas auxiliar din care s-a scos aerul, se produce în cameră o scădere bruscă a presiunii. Din această cauză, aerul din cameră se răcește puțin, iar umiditatea aerului depășește punctul de saturație, deoarece aerul mai rece poate absorbi mai puțini vapori de apă decît cel cald. Vaporii în exces nu pot fi, însă, condensați decît acolo unde există nuclee de condensare, adică puncte de plecare pentru formarea de picături mici de apă. Aerul din cameră este însă complet lipsit de praf, precum și de ioni, de acest lucru avînd grijă cîmpul electric aplicat. Condensarea se poate produce numai de-a lungul drumului particulelor α care sînt emise cu mare viteză de preparat și care lasă în urma lor o dîră proaspătă de ioni. După cum avioanele care zboară la mare înălțime lasă adesea în urma lor „benzi de condensare" groase, tot astfel în camera cu ceață se pot vedea, dacă lumina cade lateral, dîre intense de ceață, bine conturate (fig. 106). Imaginea aceasta trebuie să fie fotografiată imediat, deoarece urmele se împrăștie și dispar repede. În acest scop este suficient un aparat fotografic obișnuit și o expunere de aproximativ 1/50 s.

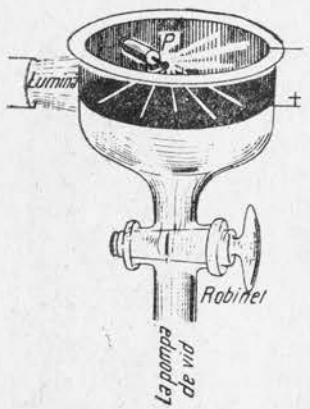


Fig. 105. Cameră cu ceață Wilson :
P — preparat radioactiv.

Astăzi există numeroase tipuri de camere Wilson care funcționează cu mare precizie și sînt cuplate cu dispozitive automate de fotografiere. Urmele mult mai delicate și mai neregulate ale electronilor sînt mai greu de înregistrat. Cuantele γ nu se pot vedea direct, ci prin intermediul urmelor electronilor secundari produși de ele. Există astăzi și camere cu ceață care funcționează în mod continuu. Ultima perfecțiune în acest domeniu este *camera cu bule*, care este umplută cu eter (sau alt lichid, de exemplu hidrogen lichid) supraîncălzit. De-a lungul traiectoriei radiației ionizante ia naștere un șirag de bule de vapori. Aceste urme nu sînt așa de lungi, dar sînt mai durabile decît cele din camera cu ceață[1]).

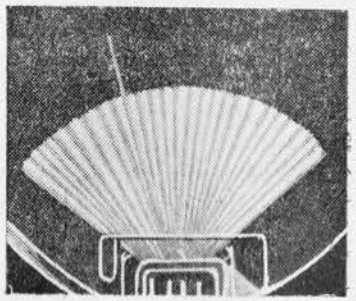


Fig. 106. Fotografia particulelor α în camera cu ceață.

9.7.4. *Metoda fotografică*

Foarte simplă din punct de vedere tehnic este înregistrarea directă a urmelor particulelor α pe plăci fotografice. Fiecare particulă care pătrunde în stratul sensibil al plăcii întîlnește în calea sa o serie de mici granule de bromură de argint, așa încît după developare se pot vedea la microscop niște linii constînd din puncte negre. La un parcurs de 7 cm în aer corespunde o urmă neagră de aproximativ 50 μ. Pentru radiații cu parcurs mai mare, trebuie să se folosească *plăci nucleare* cu strat mai gros. O importanță deosebită a luat metoda fotografică pentru studiul radiației cosmice (v. fig. 238...239), plăcile nucleare fiind în acest caz expuse ore întregi radiației și putînd fi examinate apoi în toată liniștea, după developare, spre a se găsi urmele lăsate de radiațiile cosmice.

9.7.5. *Contorul Cerenkov*

În fig. 107 se poate vedea fotografia în umbră a unui glonț zburînd cu viteză mare. Se vede clar „unda de șoc" care se produce la toate corpurile care se mișcă cu viteză supersonică și care formează o trenă. Cele două margini care limitează unda de șoc formează între ele „unghiul lui Mach" 2α. Mărimea acestui unghi este dată de relația

$$\sin \alpha = \frac{\text{viteza sunetului}}{\text{viteza proiectilului}}.$$

[1]) Această din urmă afirmație este incorectă. Avantajul camerelor consistă, între altele, în densitatea mai mare a mediului și deci în puterea mai mare de oprire (N.Red. E.T.).

În consecință, din această fotografie rezultă o viteză a glonțului

$$u = \frac{340 \text{ m/s}}{\sin 28{,}50^\circ} = 710 \text{ m/s}.$$

Fizicianul sovietic Cerenkov[1]) a transpus în 1934 acest proces la mișcarea electronilor și a altor particule[2]). Întrucît lumina trece prin toate mediile în care se refractă, de exemplu în apă sau în sticlă, mult mai încet decît prin vid, anume cu viteza $c' = \frac{c}{n}$ (n este indicele de refracție), este posibil ca aceste medii să fie străbătute de particule foarte bogate în energie cu o viteză superioară celei a luminii (în mediul respectiv), exact ca un proiectil care se deplasează cu o viteză mai mare decît cea a sunetului. Consecința este cu totul analogă. Se observă o radiație luminoasă emisă sub un anumit unghi, așa-numita radiație Cerenkov. În apă, de exemplu, $c' = 0{,}75\ c$. Radiația Cerenkov apare, în cazul electronilor, cînd ei depășesc această viteză. Conform tabelei 3 (p. 36), această viteză corespunde la o energie de cel puțin 260 keV.

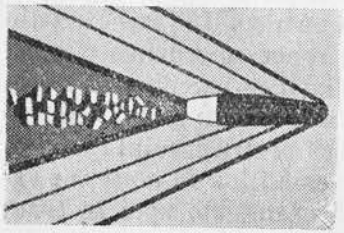


Fig. 107. Unda de șoc a unui glonț care se deplasează cu viteză supersonică.

În primă aproximație, efectul Cerenkov este independent de natura substanței străbătute de radiație. Se folosesc, între altele, cilindri de plexiglas și se lasă radiația să acționeze asupra unui fotomultiplicator. În modul acesta se pot număra particulele rapide și totodată se poate calcula viteza lor pe baza unghiului de radiație. Micul reactor nuclear expus la prima expoziție atomică de la Geneva era cufundat într-un puț umplut cu apă, în care se putea privi de sus. În timpul funcționării sale, reactorul era învăluit într-o lumină albăstruie. Această lumină se datora radiației Cerenkov emise de particulele rapide care treceau din reactor în apă.

---

[1]) Pentru această descoperire, Cerenkov a primit în 1958, împreună cu I. Frank și I. Tamm, premiul Nobel pentru Fizică.

[2]) D. Cerenkov a descoperit experimental efectul ce-i poartă numele. Explicația teoretică (și deci analogia cu unda de șoc) a fost dată apoi de fizicienii sovietici I. Tamm și I. Frank (N. Red.E.T.).

9.8. Contorul Geiger-Müller

9.8.1. *Construcție și funcționare*

Cel mai cunoscut și poate cel mai răspîndit aparat pentru măsurarea radiațiilor radioactive este contorul Geiger-Müller[1]). În principiu, el constă dintr-un tub de sticlă sau de metal și un fir așezat în lungul axei tubului (anod) (fig. 108). Drept catod

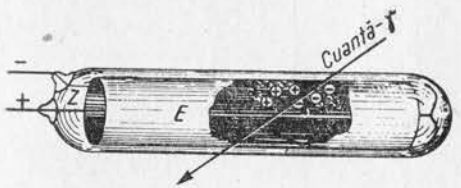


Fig. 108. Contor Geiger-Müller: Z — fir de oțel; E — electrod metalic.

Fig. 109. Contor în formă de clopot, cu fereastră de mică, pentru particule alfa și beta.

servește fie un strat bun conducător (grafit sau metal) aplicat pe partea interioară a tubului, fie un cilindru de metal, fie însuși tubul metalic al contorului. Ca gaz de umplere poate fi folosit și aerul, dar mai bun este argonul la presiunea de aproximativ 100 torr. Contorii cu „autoextincție", care sînt preferați astăzi, mai conțin și un adaus de vapori de alcool. Pentru măsurarea cu precizie a preparatelor radioactive se folosesc în special *contori cu fereastră* (fig. 109), care sînt în formă de clopot și se termină la capătul anterior cu o fereastră de mică, subțire, ce lasă să treacă relativ ușor particulele β. Anodul contorului este liber la un capăt și se termină cu o mărgea de sticlă.

Între catod și anod se aplică o tensiune continuă reglabilă de aproximativ 1000...1300 V. Dacă o particulă ionizantă sau o cuantă γ pătrunde în interiorul contorului, ea produce electroni ce fug la anod; ei sînt accelerați, în apropierea anodului contorului, datorită intensității mari a cîmpului electric ce domnește acolo, în așa fel încît dau naștere la o avalanșă de ioni. Contorul funcționează, așadar, ca un amplificator cu gaz, care înmulțește ionii primari ce se produc.

Gazul de stingere (alcool), adăugat la gazul de umplere, are de scop să întrerupă această descărcare imediat după ce s-a produs.

---

[1]) Inventat la 4.5.1928 de Dr. Müller din Kiel.

Impulsul de curent de scurtă durată provoacă în rezistența din circuitul exterior un impuls de tensiune; acesta poate fi făcut auzibil sub formă de pocnituri cu ajutorul unui amplificator la care se conectează contorul. Pentru înregistrarea cantitativă a

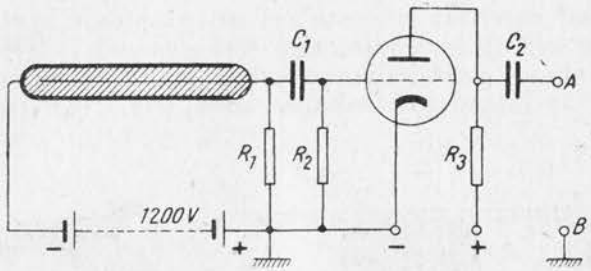


Fig. 110. Conectarea unui contor la un amplificator electronic obișnuit la bornele $A—B$:
($C_1 = 50$ pF, $C_2 = 1000$ pF, $R_1 = 10^8 \ldots 10^9\ \Omega$, $R_2 = 10^7\ \Omega$, $R_3 = 10^5\ \Omega$).

impulsurilor servesc niște mecanisme numărătoare speciale, cu becuri ce clipesc. Pentru acționarea numărătorilor mecanici (fig. 110 și 111) se folosesc cascade de demultiplicare (funcționînd după principiul binar sau decadic). Contorii moderni sînt echipați cu aparataj electronic și cu dispozitive automate de comandă.

Pe lîngă tipurile principale menționate mai înainte, mai există și tipuri speciale de contori pentru numărarea particulelor α, a neutronilor, a cuantelor radiațiilor γ și Röntgen moi, pentru măsurarea activității lichidelor și așa mai departe. Dat fiind că gazul de stingere este disociat treptat, durata unui contor este limitată la numărarea a circa 10^8 impulsuri.

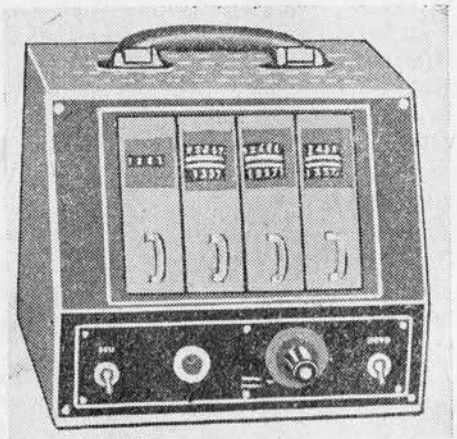


Fig. 111. Mic numărător electronic.

9.8.2. *Caracteristica contorului*

Contorul începe să funcționeze numai atunci cînd se aplică tubului o anumită

tensiune minimă. Dacă se mărește încet această tensiune, apare mai întîi o zonă în care amplitudinea impulsului, pe rezistența exterioară, este proporțională cu ionizarea primară. Prin urmare, în această *zonă de proporționalitate* este posibil să se determine felul și energia particulelor care pătrund în contor.

Dacă se mărește și mai departe tensiunea contorului, se va atinge un punct unde fiecare particulă, respectiv cuantă, care pătrunde în contor, produce, independent de energia sa, un impuls de aceeași amplitudine. În fig. 112 acest *prag Geiger* se găsește la 970 V. Ceva mai sus începe palierul *contorului*, care la un contor ideal ar trebui să fie orizontal. El cuprinde așa-numita *zonă de lucru*, în care se lucrează practic în cazul numărării simple a impulsurilor. De cele mai multe ori, palierul urcă puțin; la contorii buni, *panta palierului* nu trebuie să fie mai mare de 1...2% pe 100 V.

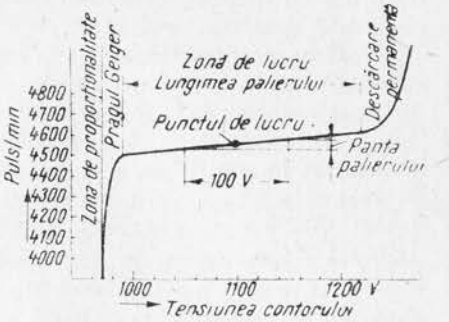


Fig. 112. Caracteristica unui contor.

Panta palierului este egală cu creșterea procentuală a numărului de impulsuri la o ridicare a tensiunii cu 100 V.

Tensiunea de lucru se fixează cam la mijlocul palierului și trebuie să se observe ca ea să rămînă constantă în timpul măsurării. Dincolo de palier, numărul de impulsuri crește foarte mult din cauza descărcărilor permanente și întîrziate care încep să se producă de acum înainte, ceea ce face ca viața contorului să fie serios scurtată. Pe măsură ce contorul se învechește, panta se mărește, iar cînd ajunge la aproximativ 10...15%, contorul devine inutilizabil.

Exemplu. Din caracteristica reprezentată în fig. 112 rezultă o lungime a palierului de 230 V și o pantă a palierului de $\frac{(4580 - 4530) \cdot 100}{4530} = 1{,}1\%/100$ V.

9.8.3. *Interpretarea rezultatelor măsurărilor*

1. **Eficacitatea**. Un contor bun înregistrează practic 100% din toate particulele α și β care pătrund în el, precum și din cuantele componentei dure a radiației cosmice. Dimpotrivă, eficaci-

tatea pentru radiația γ moale este ca ordin de mărime de numai 1 %, căci ionizarea gazului care umple contorul este produsă în acest caz mai cu seamă de electronii secundari, care sînt emiși de materialul catodului prin efect Compton și fotoelectric. De aceea, pentru radiația γ și Röntgen sînt mai potriviți contorii umpluți cu cripton și cu pereții făcuți dintr-un material special (bismut, platină, wolfram).

2. **Eroarea statistică**. Dezintegrarea diferiților atomi ai unei substanțe radioactive nu ascultă de nici o lege în ceea ce privește ordinea lor de succesiune și are loc, în timp, foarte neregulat. Caracterul statistic al dezintegrării se manifestă deosebit de pronunțat la preparatele mai slabe, la care numărul de impulsuri pe minut obținut prin măsurări succesive este extraordinar de variat. De aceea, numărul exact de dezintegrări pe secundă se poate exprima numai printr-o valoare medie $\overline{N}$ pe un interval de timp mai lung. Cu cît măsurările se fac pe o perioadă mai îndelungată, cu atît rezultatul obținut este mai precis.

Din legile calculului probabilităților rezultă că la un număr mediu de impulsuri $\overline{N}$ se produce o *eroare pătratică medie* sau o *abatere standard*:

$$\boxed{\sigma = \sqrt{\overline{N}}}. \qquad (54)$$

De aici se calculează eroarea procentuală $\frac{\sqrt{\overline{N}} \cdot 100}{\overline{N}}$ adică

$$\boxed{\sigma^* = \frac{100}{\sqrt{\overline{N}}}} \ [\%]. \qquad (55)$$

Exemple. 1. În cîteva minute succesive s-au măsurat numerele de impulsuri 245, 253, 248, 236 și 251. Numărul mediu de impulsuri este, deci,

$$\overline{N} = \frac{245 + 253 + 248 + 236 + 251}{5} = 247 \text{ impulsuri/min.}$$

Eroarea pătratică medie (abaterea standard) este $\sigma = \sqrt{247} \approx 16$, iar eroarea procentuală $\sigma^* \approx \frac{100}{16} = 6{,}25\%$.

2. Cîte impulsuri trebuie să fie numărate de fiecare dată, dacă eroarea procentuală nu trebuie să fie mai mare de 3%, respectiv 1,5%?

Din formula (55) rezultă în primul caz $\overline{N} = \frac{10\,000}{9} \approx 1\,000$, iar în cazul al doilea, $\overline{N} = \frac{10\,000}{2{,}25} \approx 4\,450$.

3. **Timpul mort**. După fiecare descărcare trece un anumit timp T, foarte scurt, pînă cînd contorul ajunge din nou în situația de a înregistra impulsul următor. Acest interval de timp în care contorul nu înregistrează se numește timpul mort T. La contorii obișnuiți, el este de aproximativ 50...250 μs (microsecunde). Dacă se înseamnă cu N_0 numărul real și cu N numărul măsurat de impulsuri pe secundă, atunci

numărul real de impulsuri (pe secundă) este:
$$\boxed{N_0 = \frac{N}{1 - NT}}. \qquad (56)$$

Timpul mort se poate afla prin procedee speciale și trebuie să fie luat în seamă la interpretarea rezultatelor date de contor. Timpul T poate fi determinat în modul cel mai precis cu ajutorul oscilografului de impulsuri.

4. **Fondul contoruluï**. Contorul dă impulsuri (descărcări) chiar și atunci cînd nu se găsește nici un preparat radioactiv în apropiere. Acest *fond* este provocat de radiația cosmică (prezentă în permanență) și de componentele radioactive ale materialului din care sînt făcuți contorul și pereții înconjurători. La contorii mici, el nu trebuie să fie mai mare, ca ordin de mărime, de aproximativ un impuls pe secundă. Fondul devine foarte jenant în caz de contaminare radioactivă a locului unde se fac măsurările sau a camerei în care se lucrează și de aceea trebuie întotdeauna să se dea atenție deosebită curățeniei.

5. **Factorul geometric**. Radiațiile emise de un preparat se răspîndesc în toate direcțiile din spațiu, adică se distribuie într-un unghi solid egal cu 4π (steradiani). Din aceste radiații, contorul înregistrează numai o anumită fracțiune, care poate fi apreciată ca raportul dintre unghiul solid efectiv și unghiul solid 4π. Acest raport se numește *factorul geometric* η. Pentru cazul contorului în formă de clopot, în care radiația pătrunde numai prin fereastra sa circulară, factorul geometric se poate calcula destul de precis. Dacă preparatul este aproximativ punctiform, avem

$$\boxed{\eta = 0{,}5\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{r}{a}\right)^2}}\right)}. \qquad (57)$$

În această formulă r înseamnă raza ferestrei, iar a distanța de la preparat pînă la centrul ferestrei (fig. 113).

La preparatele cu suprafață întinsă trebuie să se aplice altă formulă mai complicată[1]).

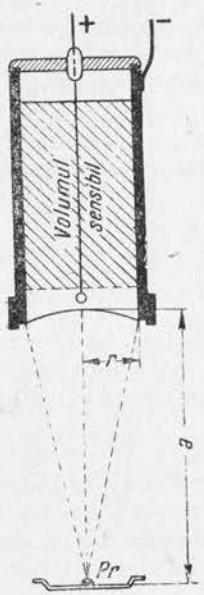


Fig. 113. Fascicul de radiații prins de contorul cu fereastră.

Exemplu. Ce procent din toate particulele β emise de un preparat sînt înregistate de contor, dacă diametrul ferestrei este de 2 cm, iar distanța pînă la preparat este de 3 cm?

Conform formulei (57) obținem

$$\eta = 0{,}5\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+\left(\frac{1}{3}\right)^2}}\right) = 0{,}026$$

sau 2,6%.

6. **Alte corecții.** În afară de factorii menționați pînă aici, mai trebuie să se țină seamă și de alții atunci cînd se interpretează rezultatele date de contori. Acești factori sînt în special următorii:

Împrăștierea. Particulele suferă pe traseul lor, de la preparat pînă la fereastra contorului, numeroase devieri din cauza moleculelor de aer și astfel scapă detectării.

Împrăștierea înapoi. În special particulele β sînt împrăștiate în sus de către straturile mai profunde ale preparatului și de către suportul acestuia. Din această cauză ajung în contor mai multe particule decît ar rezulta din factorul geomeric pur. Acest efect poate fi evitat prin folosirea unor suporturi foarte fine pentru preparat și prin straturi de preparat cu grosime cît mai mică.

Autoabsorpția. Radiațiile provenind din straturile mai profunde ale preparatului sînt absorbite parțial de straturile situate deasupra lor. Există, așadar, o grosime de saturație, de la care înainte, chiar dacă grosimea preparatului crește, radiația rămîne constantă.

Toate aceste fenomene secundare precum și multe altele trebuie să fie luate în considerare cînd se fac măsurări de precizie. În acest scop se folosesc formule ajutătoare și diagrame, care se pot găsi în literatura de specialitate.[2])

[1]) *Fünfer-Neuert*, Zählrohre und Szintillationszähler, Karlsruhe, 1954, p. 163.

[2]) Între altele, *Schwiegk*, „Künstliche radioaktive Isotope", Berlin 1953, *Fünfer* și *Neuert*, „Zählrohre".

10. Izotopi, izobari și izotoni

10.1. Izotopi

Ne întoarcem din nou la noțiunea de element chimic. Am vorbit deja despre sistemul periodic și am văzut că fiecare element din acest sistem își are locul lui fix determinat de numărul său de ordine Z. Acest număr este identic cu numărul de sarcini ale nucleului, care determină și caracterul chimic al atomului respectiv. Dacă masa atomică poate fi în adevăr caracteristică hotărîtoare a unui element chimic, este altă chestiune. Mai de mult acest lucru era admis ca de la sine înțeles și tocmai această ipoteză a condus pe M e n d e l e e v și M e y e r la sistemul periodic. Între timp am aflat, în pragraful 8.5, că seriile de dezintegrare radioactivă se termină cu cîte un element cu numărul de ordine 82. Conform cu sistemul periodic, acest element nu poate fi decît plumbul. Și totuși, aceste diferite feluri de plumb se deosebesc prin masa lor atomică. Există, prin urmare, mai multe feluri de atomi ai unuia și aceluiași element plumb. Ei se numesc *izotopi*[1]) ai plumbului.

Izotopii sînt atomi cu același număr de ordine, dar cu masa atomică diferită.

Din punct de vedere chimic, diferiții izotopi ai unui elment sînt aproape la fel, așa încît chimistul nu-i poate separa cu mijloacele analizei.

Izotopii nu se pot separa unul de altul prin mijloace chimice.

Dacă aruncăm încă o dată o privire la tabloul 3 (p. 98), găsim chiar mai mulți izotopi ai plumbului, adică elemente cu $Z = 82$. În seria uraniu-radiu sînt elementele Ra B și Ra D. Se vede, așadar, că izotopii unui element pot fi și ei radioactivi.

Acest lucru ne oferă prilejul să medităm încă o dată asupra maselor atomice ale elementelor naturale. O serie întreagă din aceste mase sînt aproape numere întregi. Aceasta permite să le rotunjim puțin și să operăm cu numărul de masă A (p. 25) în locul lor. La alte elemente, însă, abaterea de la numărul întreg este așa

[1]) Grecește înseamnă „același loc" (în sistemul periodic) (N.Red. E.T.).

de mare, încît acest procedeu trebuie să fie considerat ca inaplicabil. Cauza acestei abateri a fost descoperită în 1912 la elementele stabile de către fizicianul englez A s t o n.

Multe elemente naturale constau din mai mulți izotopi. Raportul lor cantitativ este întotdeauna același, indiferent de locul de unde se extrag elementele.

Astfel, A s t o n a stabilit între altele că clorul atît de cunoscut, cu masa sa atomică 35,457, constă din doi izotopi $^{35}_{17}Cl$ și $^{37}_{17}Cl$. Raportul cantitativ dintre ei este 75,4:24,6, indiferent dacă acest clor este extras din apa de mare sau dintr-un compus organic (fig. 114). Masa atomică fracționară este, prin urmare, consecința faptului că clorul reprezintă un amestec de doi izotopi. El este un *element mixt*. Masa diferită a izotopilor unui element nu poate avea decît o singură cauză. În ceea ce privește sarcina nucleară Z și deci numărul de protoni, nucleele lor atomice trebuie să fie identice, căci altminteri ar ocupa locuri diferite în sistemul periodic și s-ar putea separa chimic. Prin urmare, nucleele izotopilor trebuie să difere prin conținutul lor de neutroni (fig. 115).

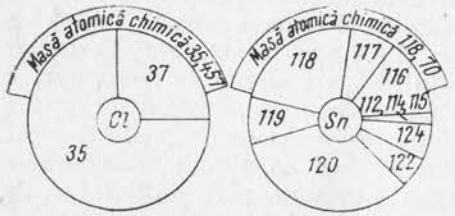


Fig. 114. Compoziția izotopică a elementelor clor și staniu.

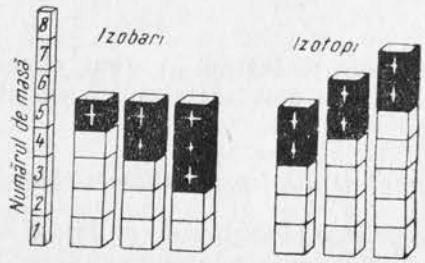


Fig. 115. Izobari și izotopi.

Nucleele izotopilor deși au același număr de protoni au un număr diferit de neutroni.

Astăzi se cunosc 285 izotopi naturali. Numai vreo douăzeci de elemente sînt *elemente pure*, între altele Be, F, Na, Al, P, Au, Bi. Tabloul 4 dă o privire generală asupra tuturor izotopilor naturali.

T a b l o u l 4. **Tabloul izotopilor naturali și ai izotopilor radioactivi artificiali**

Z	Elementul	Numărul de masă A	Masa izotopului $^{16}O = 16,00000$	Z	Elementul	Numărul de masă A	Masa izotopului $^{16}O = 16,00000$
0	n	1	1,00898	20	Ca	44	43,96924
1	H	1	1,00814			46	
	(D)	2	2,01474			48	47,96778
2	He	3	3,01698	21	Sc	45	44,97010
		4	4,00387	22	Ti	46	45,96697
3	Li	6	6,01702			47	46,96668
		7	7,01822			48	47,96317
4	Be	9	9,01504			49	48,96358
5	B	10	10,01611			50	49,96077
		11	11,01279	23	V	50	49,9635
6	C	12	12,00384			51	50,96052
		13	13,00747	24	Cr	50	49,96210
7	N	14	14,00755			52	51,95707
		15	15,00490			53	52,95772
8	O	16	16,00000			54	53,9563
		17	17,00453	25	Mn	55	54,95581
		18	18,00490	26	Fe	54	53,95704
9	F	19	19,00442			56	55,95272
10	Ne	20	19,99877			57	56,95359
		21	21,00039			58	57,9520
		22	21,99835	27	Co	59	58,9513
11	Na	23	22,9969	28	Ni	58	57,95345
12	Mg	24	23,9925			60	59,9490
		25	24,9938			61	60,9491
		26	25,9907			62	61,9468
13	Al	27	26,9900			64	63,94755
14	Si	28	27,98580	29	Cu	63	62,94926
		29	28,98570			65	64,94835
		30	29,98331	30	Zn	64	63,94955
15	P	31	30,98362			66	65,94722
16	S	32	31,98227			67	66,94815
		33	32,98194			68	67,94686
		34	33,97876			70	69,94779
		36	35,978	31	Ga	69	68,952
17	Cl	35	34,98004			71	70,952
		37	36,97766	32	Ge	70	69,94952
18	Ar	36	35,97900			72	71,94848
		38	37,97491			73	
		40	39,97513			74	73,94862
19	K	39	38,97604			76	75,94994
		40	39,97674	33	As	75	74,943
		41	40,97490	34	Se	74	73,944
20	Ca	40	39,97545			76	
		42	41,97216			77	
		43	42,97251			78	77,938

Tabloul 4 *(continuare)*

Z	Elementul	Numărul de masă A	Masa izotopului $^{16}O = 16,00000$	Z	Elementul	Numărul de masă A	Masa izotopului $^{16}O = 16,00000$
34	Se	80	79,942	47	Ag	107	106,9387
		82				109	108,9394
35	Br	79	78,944	48	Cd	106	105,9398
		81	80,943			108	107,9386
36	Kr	78	77,945			110	109,9386
		80	79,926			111	110,9398
		82	81,9384			112	111,9388
		83	82,927			113	112,9406
		84	83,9385			114	113,9400
		86	85,9366			116	115,9420
37	Rb	85	84,931	49	In	113	112,9404
		87	86,930			115	114,9404
38	Sr	84		50	Sn	112	111,9407
		86	85,9353			114	113,9394
		87				115	114,9401
		88	87,9337			116	115,9393
39	Y	89				117	116,9405
40	Zr	90				118	117,9398
		91				119	118,9412
		92				120	119,9406
		94				122	121,9425
		96				124	123,9449
41	Nb	93	92,926	51	Sb	121	120,9426
42	Mo	92				123	122,9430
		94	93,934	52	Te	120	
		95	94,946			122	121,9419
		96	95,944			123	122,9437
		97	96,945			124	123,9428
		98	97,9361			125	124,9446
		100	99,945			126	125,9442
43	Tc	99				128	127,9465
44	Ru	96	95,945			130	129,9485
		98	97,943	53	J	127	126,9453
		99	98,944	54	Xe	124	123,9458
		100	99,942			126	125,9448
		101	100,946			128	127,9445
		102	101,941			129	128,9460
		104				130	129,9450
45	Rh	103	102,941			131	130,9467
46	Pd	102	101,9375			132	131,9462
		104	103,9366			134	133,9480
		105	104,9384			136	135,9505
		106	105,9368	55	Cs	133	132,933
		108	107,9380	56	Ba	130	
		110	109,9396			132	

Tabloul 4 *(continuare)*

Z	Elementul	Numărul de masă A	Masa izotopului $^{16}O = 16,00000$	Z	Elementul	Numărul de masă A	Masa izotopului $^{16}O = 16,00000$
56	Ba	134		68	Er	162	
		135				164	
		136	135,949			166	
		137	136,950			167	
		138	137,950			168	
57	La	138				170	
		139	138,953	69	Tu	169	
58	Ce	136		70	Yb	168	
		138				170	
		140	139,949			171	
		142	141,954			172	
59	Pr	141	140,951			173	
60	Nd	142				174	
		143				176	
		144	143,956	71	Lu	175	
		145	144,962			176	
		146	145,962	72	Hf	174	
		148	147,962			176	175,992
		150	149,969			177	
61	Pm	145				178	177,994
62	Sm	144				179	
		147				180	180,003
		148		73	Ta	181	181,003
		149		74	W	180	
		150				182	182,003
		152				183	183,006
		154				184	184,005
63	Eu	151				186	
		153		75	Re	185	
64	Gd	153				187	186,981
		154	153,971	76	Os	184	
		155	154,971			186	
		156	155,972			187	
		157	156,973			188	
		158	157,973			189	189,04
		160	159,974			190	190,030
65	Tb	159				192	192,038
66	Dy	156		77	Ir	191	191,040
		158				193	193,040
		160		78	Pt	190	
		161				192	
		162				194	194,026
		163				195	195,039
		164				196	196,027
67	Ho	165				198	198,050

Tabloul 4. *(continuare)*

Z	Elementul	Numărul de masă A	Masa izotopului $^{16}O = 16,00000$	Z	Elementul	Numărul de masă A	Masa izotopului $^{16}O = 16,00000$
79	Au	197	197,039	90	(RdAc)	227	
80	Hg	196			(RdTh)	228	
		198			(Jo)	230	
		199			(UY1)	231	
		200	200,028		Th	232	232,1093
		201			(UX_1)	234	
		202	202,03767		și următoarele 6		
		204					
81	Tl	203	203,04041	91	Pa	231	231,11607
		205	205,04442		(UX2)	234	
82	Pb	204	204,04081		(UZ)	234	
		206	206,04519		și următoarele 9		
		207	207,04725				
		208	208,04754	92	UII	234	234,1130
83	Bi	209	209,0466		(AcU)	235	235,12517
					UI	238	238,13232
	Următoarele sînt toate radioactive				și următoarele 10		
84	Po	210	210,05488				
	(AcC')	211		93	Np	9 Izotopi	
	(ThC')	212				231...239	
	(RaC')	214		94	Pu	11 Izotopi	
	(AcA)	215				232...244	
	(ThA)	216		95	Am	10 Izotopi	
	(RaA)	218				235...244	
85	At	210	211,05938	96	Cm	9 Izotopi	
86	An	219				238...249	
	Tn	220		97	Bk	5 Izotopi	
	Rn	222	222,09397			243...250	
87	Fr	223	223,09697	98	Cf	10 Izotopi	
88	(AcX)	223				242...255	
	(ThX)	224		99	Es	5 Izotopi	
	Ra	226	226,10309			246...255	
89	Ac	227	227,10666	100	Fm	3 Izotopi	
						249...255	
	și următoarele 6			101	Md	257?	

10.2. Izotopii hidrogenului

Izotopii hidrogenului au o importanță deosebită. În 1932, cercetători americani au descoperit în spectrul hidrogenului niște linii secundare slabe. A fost nevoie să se atribuie aceste linii unui nou element $^{2}_{1}H$. Între timp, acest *hidrogen greu* (deuteriu) $^{2}_{1}D$ a fost preparat în cantități mai mari, cu ajutorul electrolizei și al altor procedee, din apa obișnuită, în care se găsește în proporție de 0,015 %.

Ori de cîte ori bem apă, înghițim așadar și puțină apă grea D_2O. Un litru de apă conține cam 0,15 g apă grea. Proprietățile fizice ale apei grele diferă puțin de acelea ale apei obișnuite.

Tabela 10. **Proprietățile apei obișnuite și ale apei grele**

	H_2O	D_2O
Masa moleculară	18	20
Densitatea maximă (g/cm³)	1,00000	1,106 02
Temperatura la care densitatea este maximă	4,0°C	11,23°C
Punctul de congelare, respectiv de fierbere, la 760 torr	0°C; 100°C	3,82°C 101,42°C

Animalele mici, ca de exemplu mormolocii, mor în apa grea, iar semințele nu germinează în ea. La Conferința pentru folosirea energiei atomice în scopuri pașnice de la Geneva s-a indicat pentru apa grea un preț de 65 dolari ($) litrul.

Un al treilea izotop al hidrogenului poartă de asemenea un nume special, *tritiu*, $^{3}_{1}T$. Tritiul este radioactiv și se găsește numai sub formă de urme extrem de slabe în atmosferă. Întregul înveliș de aer al Pămîntului conține, după unele evaluări, aproximativ 3 g tritiu. El este β -activ și are un timp de înjumătățire de 12,1 ani.

Tabela 11. **Izotopii hidrogenului**

Numele izotopului	Simbolul izotopului	Denumirea nucleului	Simbolul	Compoziția nucleului
Hidrogen	$^{1}_{1}H$	Proton	p	p
Deuteriu	$^{2}_{1}D$	Deuton	d	p + n
Tritiu	$^{3}_{1}T$	Triton	t	p + 2n

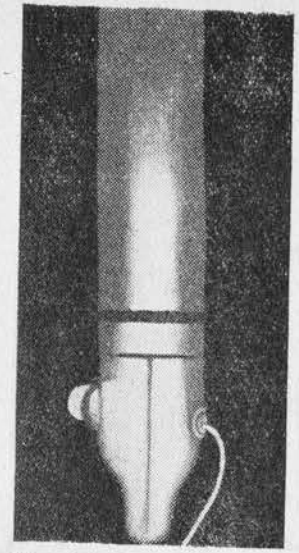


Fig. 116. Tub de raze-canal.

10.3. Separarea izotopilor

10.3.1. *Spectrograful de masă*

Mai întîi să ne gîndim iarăşi la descărcarea electrică luminescentă care are loc într-un tub umplut cu un gaz rarefiat (p. 20). Cînd catodul este prevăzut cu găuri sau fante, ionii pozitivi de gaz trec mai departe prin aceste orificii, datorită inerţiei masei lor. Aceste particule au fost numite *raze-canal* (fig. 116). Ele prezintă o luminescenţă caracteristică şi constau din ioni pozitivi cu cele mai diferite viteze.

Cînd razele-canal conţin particule cu mase diferite, adică izotopi ai unui anumit element, ei pot fi separaţi cu ajutorul *spectrografului de masă* inventat de A s t o n în 1919. Tot prin acest procedeu, A s t o n a descoperit izotopia elementelor stabile, care pînă atunci nu se cunoştea decît la reprezentanţii radioactivi. El a construit dispozitivul reprezentat schematic în fig. 117, *a*, cu care este posibil să se adune, în cîte un punct al ecranului interceptor, toţi ionii pozitivi cu aceeaşi masă, cu toate că au viteze diferite.

Mai întîi, să presupunem că este vorba de ioni cu masa egală cu unitatea. Cu ajutorul fantelor înguste S_1 şi S_2, separăm un fascicul subţire de raze printre cele două plăci E_1 şi E_2 încărcate cu electricitate. În cîmpul electric respectiv, ionii pozitivi cad, după viteza fiecăruia, pe traiectorii parabolice. Întocmai după cum parabola, după care cade o vînă lentă de apă în cîmpul de gravitaţie al Pămîntului, este mai curbată în jos decît aceea a unei vîne mai rapide, tot aşa şi ionii lenţi sînt deviaţi mai mult în jos decît cei rapizi. Fasciculul astfel răsfirat pătrunde între cei doi poli magnetici N şi S. Aici particulele suferă o deviere circulară în sus. Curbura traiectoriei este cu atît mai mare, cu cît particulele sînt mai lente. În modul acesta, ele suferă aici o deviere de sens contrar şi se poate aranja în aşa fel ca toate particulele cu aceeaşi masă să se întîlnească într-un singur punct, deşi vitezele lor sînt diferite. Ionii care au aceeaşi sarcină, dar altă masă, sînt adunaţi, însă, în alt loc. Astfel apar pe film puncte negre clar separate,

fiecare corespunzînd altei mase atomice. În fig. 117, *b* este reprodusă o astfel de spectrogramă de masă, care prezintă la stînga cinci puncte corespunzătoare substanţelor chimice C, CH, CH_2, CH_3 şi CH_4, iar la dreapta cei doi izotopi $^{20}_{10}Ne$ şi $^{22}_{10}Ne$.

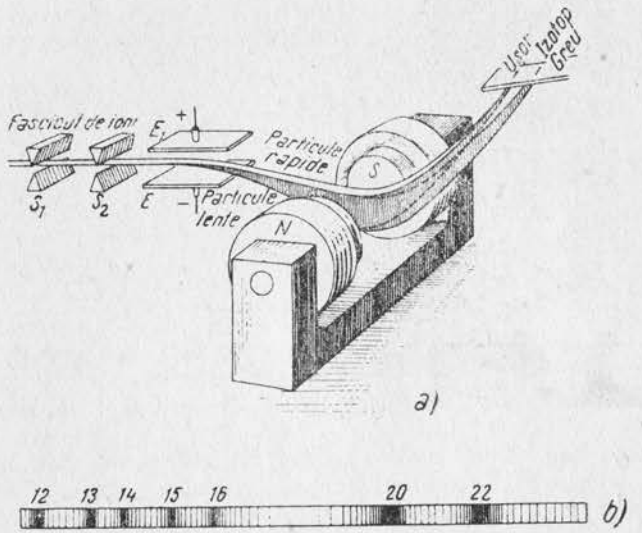


Fig. 117. *a*) Schema spectrografului de masă; *b*) Spectrogramă de masă.

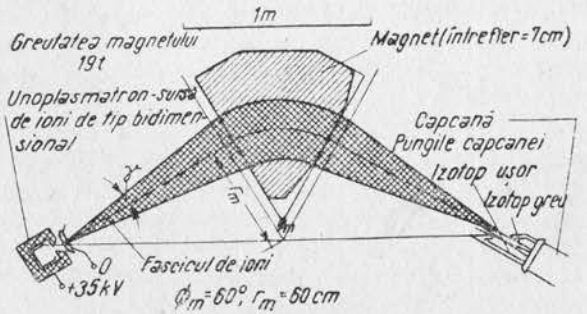


Fig. 118. Separator magnetic de izotopi.

Spectrograful de masă a fost perfecţionat în ultimii ani aşa de mult, încît se pot obţine cu el chiar cantităţi ponderabile de izotopi puri (fig. 118). Deosebit de remarcabile sînt instalaţiile *separatorilor magnetici de izotopi*, concepute de M a n f r e d v o n

Ardenne. O condiție importantă pentru obținerea de cantități mai mari de izotopi este existența unei surse deosebit de bogate de ioni. În timp ce tuburile cu raze-canal furnizează numai fluxuri de ioni extrem de slabe, *unoplasmatronul* lui M. von Ardenne

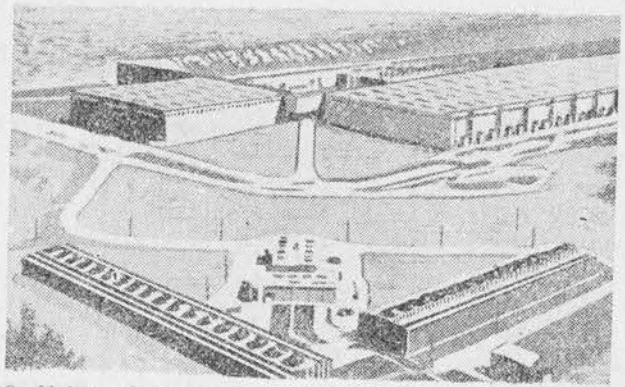


Fig. 119. Uzina pentru separarea izotopilor din Oak Ridge (în 1945).

(fig. 120) este mult mai productiv. Între catodul incandescent (K) și anodul (A) se produce, sub tensiune joasă, o descărcare luminescentă în care ionii pozitivi merg la catod. Electrodul de aspirație (AE), foarte negativ față de catod, atrage cu mare randament ionii pozitivi din spațiul tubular al anodului auxiliar (AA). La *duoplasmatron*, anodul auxiliar (AA) și anodul (A) sînt construiți sub formă de poli magnetici puternici. Fluxul de electroni aspirat atinge o intensitate de cîteva sute de miliamperi. De o importanță deosebită este faptul că duoplasmatronul poate furniza și ioni trivalenți și tetravalenți, deoarece ionii cu sarcini multiple pot fi accelerați mult mai puternic pe cale electrică.

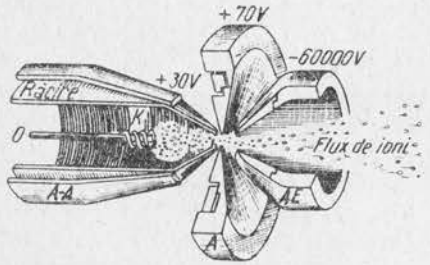


Fig. 120. Sistemul de electrozi al unoplasmatronului.

10.3.2. *Electroliza*

Datorită raportului de mase extrem de favorabil de 1:2 dintre hidrogen și deuteriu, separarea este relativ ușor de efectuat. Rezultate bune a dat electroliza cantităților mari de

apă, prin care procentul de apă grea în lichidul rezidual se mărește.

Dacă se respectă anumite condiții care trebuie îndeplinite riguros, din 100 l de apă se poate obține, consumîndu-se circa 1 000 kWh, aproximativ 1 g D_2O cu o puritate de 98%. La alte elemente, această metodă nu dă rezultate, deoarece diferențele de masă sînt mult mai nefavorabile decît la hidrogen.

10.3.3. *Metoda distilării*

Punctul de fierbere ceva mai ridicat al D_2O față de H_2O are drept consecință faptul că, prin vaporizarea apei obișnuite, concentrația D_2O în reziduul de distilare este ceva mai mare decît înainte. La propunerea Comisiei Elveției pentru Energia Atomică, s-a construit o coloană de distilare fracționată care permite o îmbogățire fără pierderi a D_2O pînă la o concentrație de 99,8%. Este drept că aici consumul de energie a putut fi redus enorm, dar prețul pe litru de apă grea se ridică totuși la 250 franci elvețieni, din cauza aparatajului costisitor.

10.3.4. *Metoda difuziunii*

Se știe că gazele ușoare au proprietatea de a difuza prin vasele poroase de pămînt, mai repede decît gazele grele. Dacă, de exemplu, se pune un cilindru de pămînt nesmălțuit plin cu aer într-un curent de gaz de iluminat, presiunea în interiorul vasului crește instantaneu, deoarece hidrogenul din gazul de iluminat are o viteză de difuziune mai mare decît aerul.

După acest principiu, Aston reușise deja să modifice puțin raportul dintre cantitățile celor doi izotopi ai neonului. Între timp, acest procedeu a fost perfecționat mai departe. Instalații gigantice de difuziune au fost construite de americani în timpul celui de-al doilea război mondial, pentru a obține izotopul Ac U-235 al uraniului, necesar fabricării bombei atomice. În acest scop, uraniul era transformat în UF_6 gazoasă și pompat prin niște celule mari poroase. Fabrica consta din 5 000 trepte succesive de separație și avea un personal de 12 000 oameni (fig. 119). Acesta este un exemplu izbitor de ce risipă enormă de mijloace materiale face sistemul capitalist cînd este vorba de fabricarea armelor de distrugere în masă.

10.3.5. *Procedeul cu tub de separare*

Perspective foarte favorabile are metoda *termodifuziunii*. Un tub lung, aşezat vertical, este străbătut prin mijloc de un fir de platină încălzit electric (fig. 121). Amestecul gazos de izotopi ce urmează a fi separaţi se urcă de-a lungul firului fierbinte şi apoi se coboară iar pe lîngă peretele răcit. Pe drum, cei doi curenţi de gaze difuzează unul într-altul, cu care prilej, atomii mai uşori se infiltrează de preferinţă în gazul mai cald, iar cei grei în gazul mai rece. La capătul de sus al tubului se poate extrage izotopul mai uşor astfel îmbogăţit. Cu un tub lung de 20 m, s-au putut, de exemplu, obţine zilnic 8 cm^3 HCl cu un conţinut de 99,4% HCl^{37}, respectiv 25 cm^3 HCl^{35} în concentraţie de 99,6%.

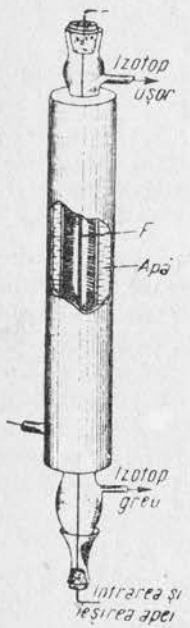


Fig. 121. Schema tubului de separare:
F — fir încălzit.

S-au făcut fără succes numeroase încercări de a se separa izotopii prin centrifugare. De curînd, însă, s-a reuşit să se îmbogăţească unii compuşi gazoşi ai izotopilor uraniului (UF_6) cu ajutorul *centrifugei de gaze* la 40 000 rot/min, astfel încît şi acest procedeu poate căpăta importanţă practică.

10.4. **Izobari şi izotoni**

Dacă se compară între ele numerele de masă date în tabloul izotopilor (tabloul 4), frapează faptul că numărul de masă 36 apare de două ori, o dată la sulf şi o dată la argon. Este drept că masele lor atomice exacte diferă puţin una de alta prin a treia zecimală. Cu toate acestea, se poate spune că două feluri de atomi complet diferiţi pot avea aceeaşi masă atomică. În astfel de cazuri se vorbeşte de *izobari*.

Nucleele izobarilor au acelaşi număr de nucleoni, dar un număr diferit de protoni (fig. 115).

Un al doilea exemplu ni-l oferă nucleele de $^{40}_{18}Ar$, $^{40}_{19}K$ şi $^{40}_{20}Ca$.

Aşadar, masa atomică a încetat de a mai fi semnul caracteristic al unui element chimic. Numai numărul de ordine şi, deci, poziţia elementului în sistemul periodic este hotărîtoare. Mai

înainte se considera ca un defect de estetică supărător al sistemului periodic faptul că argonul, cu toate că are o masă atomică mai mare, precede potasiul. Astăzi această observaţie a devenit fără semnificaţie.

Să menţionăm şi noţiunea de *izotoni*.

Nucleele izotonilor au acelaşi număr de neutroni, dar un număr diferit de protoni.

În tabloul 4 se găsesc diferite cazuri de izotonie, de exemplu nucleele de $^{37}_{17}Cl$, $^{38}_{18}Ar$, $^{39}_{19}K$ şi $^{40}_{20}Ca$.

10.5. **Masa atomică chimică şi masa atomică fizică**

După ce s-a stabilit că cele mai multe elemente reprezintă amestecuri de izotopi, problema masei atomice apare într-o nouă lumină. Masele atomice tradiţionale se calculează pe baza masei atomice a oxigenului natural, căreia i s-a atribuit valoarea 16,0000 arbitrar aleasă. Astăzi, însă, se ştie că acest oxigen este compus din cei trei izotopi $^{16}_{8}O$ (99,76%), $^{17}_{8}O$ (0,04%) şi $^{18}_{8}O$ (0,20%). Prin urmare, dacă urmează să se ia ca semn caracteristic al unui anumit fel de atom masa sa atomică, atunci nu se poate lua ca bază decît un izotop pur. Din acest motiv, *masa atomică fizică* diferă puţin de cea chimică.

Masele atomice fizice (masele M ale izotopilor) sînt raportate la masa izotopului ^{16}O cu $M = 16{,}0000$.

În consecinţă, în fizica atomică trebuie să se ţină seamă de masa M, adică de masa atomică fizică. Unitatea corespunzătoare este atunci *unitatea atomică de masă* (u.a.m.);

1 unitate atomică de masă (u.a.m.) este egală cu 1/16 din masa atomică fizică a izotopului ^{16}O al oxigenului.

Masa atomică fizică a oxigenului natural trebuie, deci, să fie ceva mai mare decît 16,0000. De aici rezultă că toate masele atomice chimice sînt cu 0,0278% mai mici decît cele fizice. Atragem din nou atenţia asupra diferenţei dintre *valoarea* masei M şi *numărul* de masă A. Numărul de masă A indică numărul de nucleoni din nucleu şi de aceea este întotdeauna un *număr întreg*.

11. Transmutații nucleare artificiale

11.1. Primele transmutații nucleare prin radiații radioactive

Parcursul particulelor α în aer este limitat numai din cauză că ele se ciocnesc cu moleculele de aer și le transformă în ioni. Este vorba aici de ciocniri cu învelișurile atomilor. Dar nu ar fi oare posibil teoretic ca particulele α să se ciocnească și cu nucleele atomilor? Desigur că nu trebuie să se piardă din vedere că ambii parteneri care se ciocnesc au sarcini pozitive, așa încît respingerea electrică ar putea împiedica acest lucru. În anul 1919, Ernest Rutherford a reușit să facă dovada că unele particule α cu mare energie pot pătrunde în nucleul unui atom de azot și pot rămîne în el ca niște mici proiectile. După aceea, nucleul emite un proton. În modul acesta atomul de azot este modificat din temelie. Reacția nucleară ce are loc în acest caz se poate reda prin următoarea ecuație:

$$^{14}_{7}N + {}^{4}_{2}\alpha \rightarrow {}^{17}_{8}O + {}^{1}_{1}p.$$

Suma numerelor de masă (14 + 4) din membrul stîng al acestei ecuații trebuie să fie egală cu suma (17 + 1) din membrul drept.

Același lucru este valabil și pentru sarcinile nucleare indicate prin indici inferiori, după cum se poate constata cu ușurință.

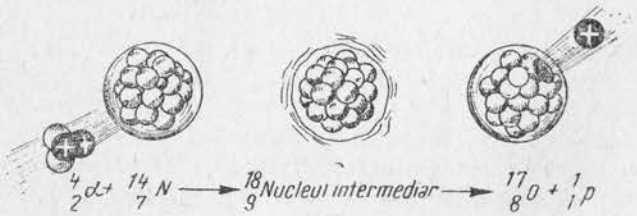


Fig. 122. Transmutația azotului în oxigen.

Lucrul cel mai interesant aici este că atomul de azot s-a transmutat într-un atom al izotopului ^{17}O al oxigenului (fig. 122).

De obicei acest proces se mai scrie prescurtat și astfel:

$$^{14}_{7}N\ (\alpha,\ p)\ ^{17}_{8}O,$$

punîndu-se între paranteze la stînga particula incidentă, iar la dreapta particula emisă.

Fizicianul englez Blackett a fixat fotografic acest proces cu ajutorul camerei cu ceață (fig. 123). Acest *proces nuclear* se recunoaște după faptul că urma de ceață a particulei α se termină brusc printr-o *furcă*. Ramura scurtă a furcii arată urma nucleului de oxigen, iar cea lungă și subțire, care are un parcurs liber foarte mare, arată protonul expulzat din nucleu. Pentru a se obține o astfel de fotografie este nevoie de mare noroc. Blackett a luat 23 000 clișee și a descoperit pe ele numai 8 furci. În legătură cu acest fenomen, se vorbește adesea de *bombardarea* nucleului atomic. Cît despre ochire, nici nu poate fi vorba; din aproximativ 100 000 lovituri, de-abia una nimerește în țintă. Nu se poate spune că avem de-a face aici cu o dezagregare a atomului, cum se numea înainte acest proces.

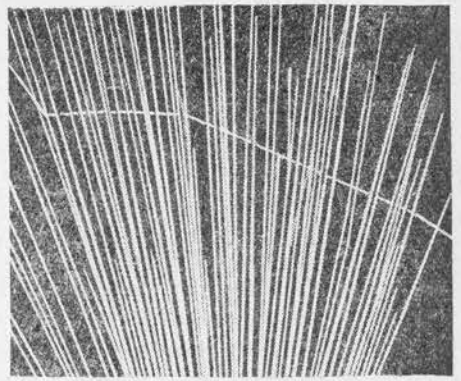


Fig. 123. Fotografia transmutației nucleare a unui atom de azot, luată în camera cu ceață.

Totuși, Rutherford a dovedit astfel pentru prima oară că este posibil să se transforme și nucleele stabile. Curînd după aceea s-a reușit să se transforme prin această metodă și alte elemente ușoare.

11.2. Generarea de particule rapide

Din sursele naturale de radiații se pot obține numai cantități minime de particule. Pe lîngă aceasta, sîntem constrînși să ne mărginim la un sortiment limitat de substanțe radioactive potrivite și în parte foarte costisitoare. Cîmpul de activitate al experimentatorului este mărginit la ceea ce natura oferă în mod întîmplător. Pentru cercetări îndelungate și sistematice este nevoie de un aparataj cu care să se poată genera artificial proiectile nucleare de tot felul și înzestrate cu orice energie voim. Treaba nu este prea simplă, deoarece aceste proiectile, ca să fie suficient de eficace, trebuie să aibă energii de milioane de electron-volți.

De obținut particule nu este greu. Catodele incandescente emit electroni în cantități abundente. Protoni (ioni de H^+) și deutoni

(ioni de D^+ ai hidrogenului greu), precum și ioni polivalenți ai altor gaze se pot produce sub formă de fluxuri puternice din sursele de ioni deja amintite (p. 136). Este vorba, însă, ca să se accelereze aceste particule cu ajutorul cîmpurilor electrice puternice în așa fel încît particulele să capete viteza finală necesară.

11.2.1. *Surse de înaltă tensiune și acceleratori liniari simpli*

În cazul cel mai simplu, se lasă particulele să parcurgă un tub lung cu vid, la capetele căruia este aplicată o tensiune înaltă continuă. În acest tip de accelerator particulele străbat cîmpul în linie dreaptă.

Pentru producerea tensiunii înalte continue necesare se face uz adesea de un *generator de înaltă tensiune Van de Graaff*, care este foarte simplu din punct de vedere constructiv (fig. 124). La partea de jos a aparatului se încarcă pe o bandă fără sfîrșit, făcută dintr-o substanță izolatoare, sarcini electrice, care sînt transportate repede la partea de sus, de unde sînt luate de un corp metalic gol înăuntru. Sarcinile se acumulează numai pe suprafața exterioară a acestuia, care trebuie să fie perfect netedă și să aibă o rază de curbură cît mai mare, deoarece în caz contrar descărcările premature în egretă reduc tensiunea finală ce se poate obține. Generatorul reprezentat în fig. 124 are un diametru de 2 m. Sursa de ioni se găsește în interiorul sferei goale de aluminiu și dă un curent de 0,75 mA. Viteza benzii izolatoare este de 60 m/s. Dacă sfera are raza de 1 m, se poate atinge, la o rigiditate dielectrică a aerului de 30 000 V/cm, o tensiune maximă $U = 30\,000 \cdot 100 = 3\,000\,000$ V.

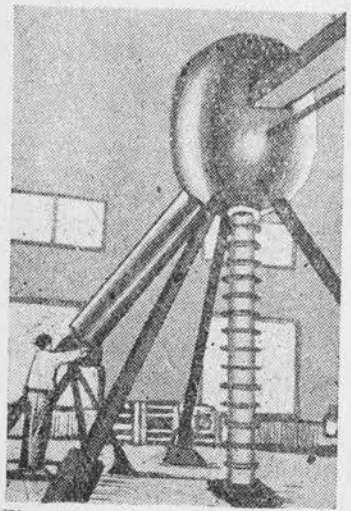


Fig. 124. Generator cu bandă (Van.de Graaff) de 1 200 000 V.

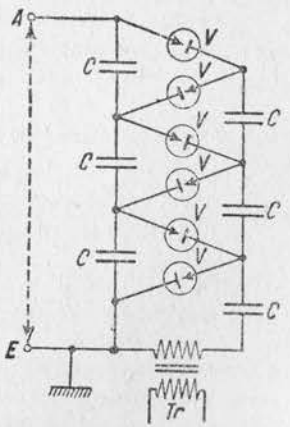


Fig. 125. Montaj în cascadă Greinacher.

Tubul de accelerare din fig. 124 trece perpendicular prin planșeu în etajul de dedesubt. El se împarte într-o serie de segmente, avînd fiecare un electrod intermediar, tensiunea între electrozi împărțindu-se în mod uniform.

Intensități mai mari de curent dă *genereatorul în cascadă*[1]). Montajul său, după G r e i n a c h e r (fig. 125), constă dintr-o serie de condensatori (C) și de tuburi redresoare (V), care sînt conectate la un transformator de înaltă tensiune. Prin redresori pot trece în jos numai sarcini negative. De aceea, toți condensatorii se încarcă pozitiv la plăcile lor superioare și fiecare condensator atinge o tensiune de vîrf egală cu dublul tensiunii transformatorului.

11.2.2. *Acceleratori liniari*[2]) *multipli*

În acești acceleratori, particulele sînt accelerate succesiv în trepte, într-un tub de descărcare (cu o lungime pînă la 13 m). Ele parcurg o serie de electrozi tubulari, care se găsesc alternativ în legătură cu cei doi poli ai unui generator de înaltă frecvență (fig. 126). Accelerarea are loc numai în intervalele dintre electrozi, unde particulele sînt respinse, în momentul potrivit, de ultimul electrod și sînt atrase de cel următor.

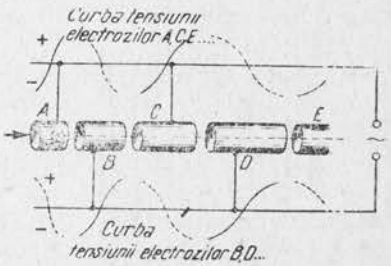


Fig. 126. Schema acceleratorului multiplu.

În timp ce particula trece prin tubul A, tensiunea crește de la valoarea sa maximă negativă la valoarea maximă pozitivă. Cînd părăsește tubul A, acesta este pozitiv, iar tubul B este negativ.

[1]) Numit după numele inventatorilor și accelerator Cockroft-Walton. (N.Red.E.T.).

[2]) Mai există acceleratori liniari, în care particulele sînt accelerate de o undă electromagnetică, care se propagă într-un *ghid de unde* (N.Red.E.T.).

După ce particula a parcurs tubul B, acesta a devenit pozitiv, pe cînd tubul C, care este legat cu A, a devenit între timp din nou negativ și așa mai departe. Întrucît viteza particulelor devine tot mai mare de la un tub la cel următor, electrozii trebuie să devină din ce în ce mai lungi spre sfîrșitul distanței de accelerare. Pentru ca lungimea totală să nu depășească anumite limite, sînt necesare cele mai înalte frecvențe (unde decimetrice). Cu instalația reprezentată în fig. 127 se produc protoni de 40 Me V.

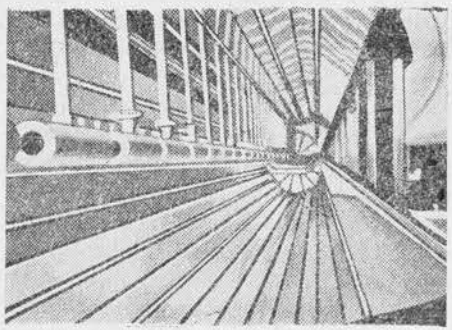


Fig. 127. Accelerator liniar pentru protoni de 40 MeV.

11.2.3. *Ciclotronul*

Ciclotronul inventat de fizicianul american Lawrence în 1932 a inaugurat crearea unei serii de aparate deosebit de interesante. Spre deosebire de acceleratorul liniar, aici particulele sînt silite să se deplaseze pe traiectorii spirale, drumul total parcurs de ele putînd fi astfel mult mai lung.

Piesa cea mai grea a ciclotronului este un electromagnet uriaș. Exemplarul cel mai mare de acest gen, care aparține Institutului Unificat de Cercetări Nucleare de la Dubna (U.R.S.S.), cîntărește 7 000 t[1]). Între polii săi se găsește o cameră circulară plată, în care este menținut în permanență vid cu ajutorul unei pompe puternice. În fig. 128 se vede camera privită de sus. Ea conține două cutii semicirculare D_1 și D_2 — duanții (să ne închipuim o cutie mare de cremă de ghete, care ar fi tăiată în două jumătăți de-a lungul unui diametru). Acești doi duanți sînt puși în legătură cu un generator (emițător) de unde scurte cu o frecvență de aproximativ 12 milioane hertzi, așa încît fiecare din ei este încărcat alternativ pozitiv și negativ, semnul tensiunii lor schimbîndu-se foarte repede. În mijloc se găsește un catod incandescent, care emite un flux puternic de electroni.

Dacă se lasă să intre, de exemplu, hidrogen sau deuteriu, sub formă de curent fin, în mijlocul camerei, atomii lor sînt ionizați

[1]) În realitate acest ciclotron este un sincrociclotron (N.Red.E.T.).

de electronii emiși de catodul incandescent. Din această cauză apar protoni, respectiv deutoni.

Cînd se pune în funcțiune electromagnetul, fiecare particulă începe să se deplaseze cu o anumită viteză pe o traiectorie circulară închisă orizontală, raza traiectoriei depinzînd de viteza particulei în momentul respectiv. Interesul este însă să se mărească tot mai mult această viteză. În acest scop servesc cei doi duanți.

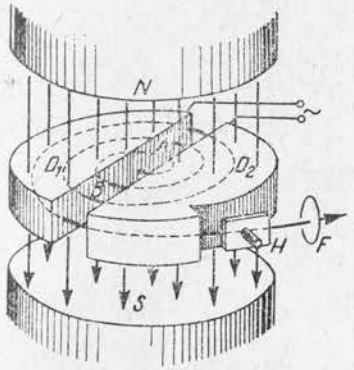


Fig. 128. Schema ciclotronului.

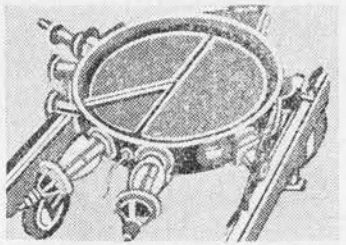


Fig. 129. Cei doi duanți ai unui ciclotron.

Să presupunem că particula s-ar găsi în punctul A și că duantul din stînga (D_1) ar fi în acest moment negativ. În această situație particula este atrasă de el, respectiv respinsă de duantul din dreapta, și primește așadar un impuls. Apoi particula descrie în interiorul duantului din stînga un semicerc și ajunge în punctul B. Frecvența generatorului este astfel aleasă încît acum duantul din dreapta devine negativ. Particula primește al doilea impuls și așa mai departe. Cu cît viteza ei crește, cu atît raza traiectoriei se mărește. Particula parcurge spirala cu o viteză din ce în ce mai mare.

> *Ciclotronul este un aparat pentru accelerarea particulelor, cu ajutorul unui cîmp electric alternativ de înaltă frecvență, care sub influența unui cîmp magnetic constant descriu traiectorii spirale.*

Deși lungimea traiectoriei circulare crește pe măsură ce raza spiralei se mărește, mișcarea particulei rămîne în cadență cu frecvența generatorului, deoarece viteza particulei crește în aceeași proporție. Cînd tensiunea alternativă este de 100 000 V, particula are, după 100 revoluții, aceeași viteză pe care ar avea-o dacă ar străbate o diferență de potențial de 10 milioane volți.

La sfîrşitul traiectoriei, fasciculul de particule este deviat spre exterior de către un electrod auxiliar H şi iese afară prin fereastra F. Se vede atunci ieşind o rază luminoasă, deoarece particulele rapide ionizează aerul.

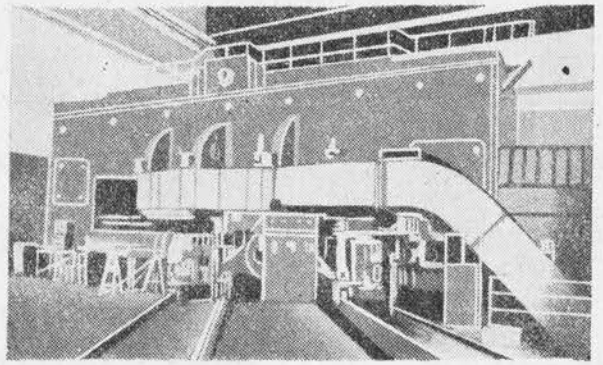


Fig. 130. (Sincro)ciclotronul de 7000 t al Institutului Unificat de Cercetări Nucleare de la Dubna.

Ciclotronul de 7 000 t deja menţionat (fig. 130) produce protoni de 680 MeV, neutroni de aproximativ 600 MeV, deutoni de 400 MeV şi ioni de He de 750 MeV (menţionăm că particulele α emise de radiu au numai 9 MeV). Deşi am spus că ciclotronul produce şi neutroni, acest lucru se poate întîmpla numai indirect, căci particulele neutre din punct de vedere electric nu pot fi influenţate nici de cîmpurile magnetice, nici de cele electrice. El accelerează în primul rînd deutonii. Aceştia se izbesc în interiorul ciclotronului de un disc de material solid. Prin ciocnirea cu nucleele atomice ale acestui disc, deutonii se sparg şi se descompun într-un proton şi un neutron. Protonii sînt apoi readuşi în interior de către cîmpul magnetic, pe cînd neutronii părăsesc instalaţia sub forma unui flux puternic[1]).

11.2.4. *Sincrociclotronul*

Pe măsură ce particulele care sînt accelerate se apropie de viteza luminii, masa lor creşte în aşa fel (p. 34) încît ele ajung prea tîrziu în intervalul dintre duanţi. Pentru un grup de ioni consi-

[1]) Prin această metodă neutronii obţinuţi au o energie relativ mică (aproximativ 100 MeV). Neutroni mai rapizi (600 MeV) se obţin prin reacţii provocate de protoni de 680 MeV (N. Red. E. T.).

derați, întîrzierea devine în cele din urmă atît de mare, încît ionii ajung în interval tocmai cînd intensitatea cîmpului electric acolo este egală cu zero. Din acest moment, viteza lor nu mai creşte, ci oscilează în jurul unei valori medii. Ea poate fi, însă, mărită şi mai mult dacă se reglează (modulează) frecvenţa cîmpului electric alternativ după frecvenţa de revoluţie a particulelor, frecvenţă care devine mai mică pînă ce acest grup de particule părăseşte ciclotronul. Este adevărat că din această cauză intensitatea fluxului de particule scade, deoarece se accelerează complet numai diferite grupe de ioni care se succed rapid, dar energia finală la care ajung particulele creşte considerabil. În modul acesta s-au obţinut deutoni cu energii pînă la 1000 MeV.

Sincrociclotronul este un aparat pentru accelerarea particulelor cu ajutorul unui cîmp electric alternativ a cărui frecvenţă este modulată în ritmul frecvenţei de revoluţie a particulelor[1]), *care sub influenţa unui cîmp magnetic constant descriu traiectorii spirale.*

Ciclotronul obişnuit nu este potrivit pentru accelerarea electronilor, deoarece creşterea relativistă a masei se face simţită prea puternic la electroni. Dar tocmai acest fapt a îndemnat pe fizicianul sovietic V e k s l e r să construiască *ciclotronul de electroni* (vezi mai departe sincrotronul). Dacă tensiunea de accelerare la duanţi este exact de 511 000 V, masa de repaus a electronilor se dublează. Timpul necesar pentru parcurgerea traiectoriei creşte întotdeauna cu aceeaşi cantitate, iar electronii rămîn în cadenţă cu frecvenţa constantă a cîmpului.

11.2.5. *Betatronul*

Foarte răspîndit este şi *betatronul*. În principiu el funcţionează ca un transformator al cărui secundar are o singură spiră formată dintr-un tub vidat, asemănător cu un colac de salvare (fig. 131). Electronii destinaţi accelerării sînt produşi cu ajutorul unui catod incandescent şi al unei tensiuni de cîteva mii de volţi. Dînd o formă specială pieselor polare ale betatronului, electronii din tub pot forma un curent inelar continuu, fără să vină în contact cu pereţii tubului. Ori de cîte ori „cîmpul director" (de ghi-

[1]) Cele mai mari sincrociclotroane din lume sînt cel de la Dubna (fig. 130) de 680 MeV, cel din Berkeley, California, de 700 MeV, şi cel de la Geneva, de 600 MeV (N.Red.E.T.).

dare) este perturbat pentru un scurt timp, un grup de electroni părăsește tubul și iese afară.

Așadar, există două cîmpuri magnetice, care au scopuri cu totul diferite. *Cîmpul central* produce un cîmp electric turbionar inelar, care pune electronii în mișcare (efect de inducție). *Cîmpul director* face ca electronii să se deplaseze pe o traiectorie circulară ca în ciclotron. Este interesant că pentru obținerea ambelor cîmpuri este suficientă o singură bobină.

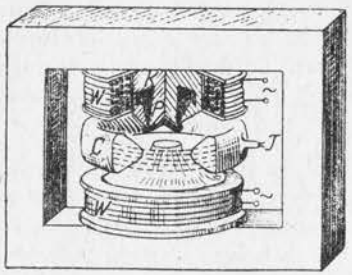


Fig. 131. Schema betatronului: *K* — piesa centrală a miezului transformatorului; *P* — piesă polară din „sîrufer"; *F* — piesă polară inelară pentru cîmpul director; *C* — cameră de vid inelară; *E* — flux inelar de electroni; *W* — înfășurarea magnetului; *J* — conexiunile catodului incandescent și ale anodului.

Dat fiind că betatronul funcționează cu tensiune alternativă, accelerarea poate avea loc numai în primul sau în cel de al treilea sfert de perioadă, adică numai atîta timp cît cîmpul magnetic din miezul de fier este în creștere. În acest timp, electronii parcurg cam un milion de cercuri. La această cursă nu pot participa decît electronii care pornesc exact la începutul unui sfert de perioadă.

Dacă la sfîrșitul drumului lor electronii sînt dirijați asupra unei ținte de wolfram, ei emit o radiație de frînare, care poate corespunde radiației unei cantități pînă la 20 g radiu. Un betatron extraordinar de mare, cu energia de 200 MeV, produce raze X de frînare care pot străbate o placă de oțel de 30 cm grosime.

Betatronul este un aparat cu cîmp magnetic variabil, pentru accelerarea electronilor pe o traiectorie circulară.

Limita superioară a energiei betatronului trebuie să se găsească teoretic la 500 MeV, deoarece la frecvențe de revoluție mai mari, electronii încep să cedeze energia lor sub formă de radiație electromagnetică.

Cu această ocazie ne aducem aminte de modelul de atom al lui Bohr, cu orbitele sale ciudate „fără radiații". Betatronul face vizibil deosebit de frumos ceea ce era suspect din punct de vedere fizic în această ipoteză, deși Bohr era perfect lămurit în privința ei: de la 30 MeV în sus, începe să se vadă în tub o bandă roșie închisă, iar la 80 MeV o bandă de lumină albă-albăstruie.

11.2.6. *Sincrotronul de electroni*

Energia betatronului este limitată de pierderile prin radiație. Pierderile se produc din cauză că în timpul unui sfert de perioadă a cîmpului accelerator, electronii trebuie să parcurgă de foarte multe ori traiectoria circulară pentru a ajunge la viteza finală dorită, căci la fiecare revoluție electronul cîștigă numai cîțiva electron-volți. Pentru a obține, totuși, o nouă mărire a vitezei electronilor, Veksler a combinat principiul betatronului cu acela al ciclotronului, realizînd *sincrotronul de electroni*.

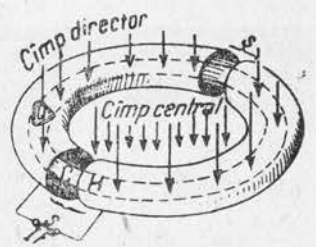


Fig. 132. Principiul sincrotronului de electroni: *C* — tub inelar cu vid; *Q* — secțiune prin tubul inelar; *H* — electrozi semiinelari de accelerare; *s* — distanța de accelerare; *IF* — sursă de tensiune de înaltă frecvență.

Camera inelară de accelerare care se vede în fig. 132 este înconjurată de doi electrozi semiinelari, corespunzători celor doi duanți ai ciclotronului. Acestor electrozi li se poate aplica o tensiune constantă de înaltă frecvență. Mai întîi se accelerează electronii, după principiul betatronului, pînă aproape de viteza luminii. Cînd frecvența de revoluție a ajuns egală cu aceea a cîmpului de IF (înaltă frecvență), efectul accelerator al cîmpului central încetează. Acum intră în acțiune cîmpul de IF, care accelerează mai departe electronii. Pentru ca electronii să rămînă totuși pe traiectoria circulară, trebuie ca inducția B a cîmpului magnetic director să continue să crească și anume exact proporțional cu energia E a electronilor care se învîrtesc, dacă vrem ca aceștia să rămînă în fază cu cîmpul de IF. Această proporționalitate între B și E se reglează de la sine, iar electronii se mișcă pe traiectorii circulare, cu *fază stabilă*.

Sincrotronul de electroni este un accelerator care folosește o combinație a principiilor betatronului și ciclotronului și în care electronii circulă pe o traiectorie circulară constantă într-un cîmp magnetic crescător.

Diferența față de sincrociclotron consistă în faptul că efectul creșterii relativiste a masei este compensat nu prin reglarea frec-

venței tensiunii acceleratoare de înaltă frecvență, ci prin sporirea intensității cîmpului director [1]).

Cu astfel de aparate s-au produs electroni de 500 MeV[2]).

11.2.7. *Sincrotronul de protoni (sincrofazotronul)*

Prin dezvoltarea sincrotronului de electroni descris mai înainte s-a ajuns la niște aparate uriașe, care se numesc, după construcția specială a fiecăruia, sincrotron de protoni (sincrofazotron), cosmotron sau bevatron [3]). Ele servesc la accelerarea particulelor grele, în special a protonilor, pînă la viteze care nu se întîlnesc decît în radiațiile cosmice (de acolo provine denumirea de *cosmotron*). Diferența față de sincrotronul de electroni consistă în faptul că aici dispare cîmpul central, iar accelerarea în interiorul aparatului are loc numai datorită cîmpului electric de înaltă frecvență. În schimb, se preaccelerează particulele în afara instalației și apoi se injectează tangent la traiectoria circulară.

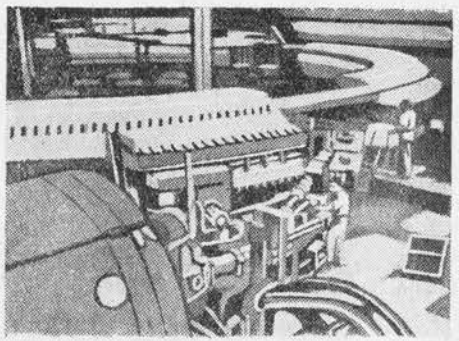


Fig. 133. Sincrotron de protoni (cosmotron) de 1,3 GeV (Brookhaven, U.S.A.).

> *Sincrofazotronul (sincrotronul de protoni) accelerează particulele grele prin intermediul înaltei frecvențe reglate sincron, pe o traiectorie inelară, în care particulele sînt introduse după ce au suferit o preaccelerare.*

Cîmpul director este produs de un electromagnet inelar, divizat în patru sferturi de cerc, între care particulele parcurg un drum rectiliniu (fig. 136, *d*). În două din aceste intervale se găsesc porți-

[1]) Amănunte asupra teoriei sincrotronului și a celorlalți acceleratori de particule se pot găsi în: Bauer, Grundlagen der Atomphysik, Wien, 1951 și Kollath, Teilchenbeschleuniger, Berlin, 1957.

[2]) În ultimul timp s-au construit sincrotroane de electroni de peste un miliard de electronvolți funcționînd pe principiul *focalizării tari* (la Universitatea Cornell, U.S.A. și Frascati, Italia) (N. Red. E. T.).

[3]) Cuvîntul *bevatron* conține inițialele cuvintelor *bilioane electron-volți*, printr-un bilion de electron-volți înțelegîndu-se în U.S.A. 10^9 eV; în Germania 1 bilion = 10^{12} (N.Red.E.T.).

unile de accelerare electrică, iar în celelalte două particulele sînt introduse în circuit, respectiv scoase din el. Acest magnet inelar poate fi construit în diferite feluri. În fig. 134 este reprezentat magnetul sincrofazotronului Institutului Unificat de Cercetări Nucleare de la Dubna (U.R.S.S.); forma sa are avantajul că tuburile de accelerare sînt accesibile din exterior.

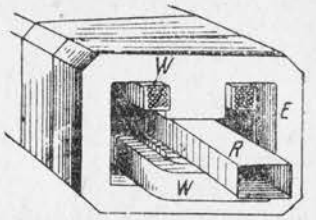


Fig. 134. Secțiune prin magnetul inelar al unui sincrofazotron.

Una din cele mai mari instalații de acest gen este sincrofazotronul[1]) menționat mai înainte (fig. 135). Numai magnetul său inelar cîntărește 36 000 t, iar diametrul său este de aproape 60 m. De aici rezultă o *pistă* pe care particulele capătă o energie de 10 miliarde de electron-volți (= 10 GeV sau 10 giga-

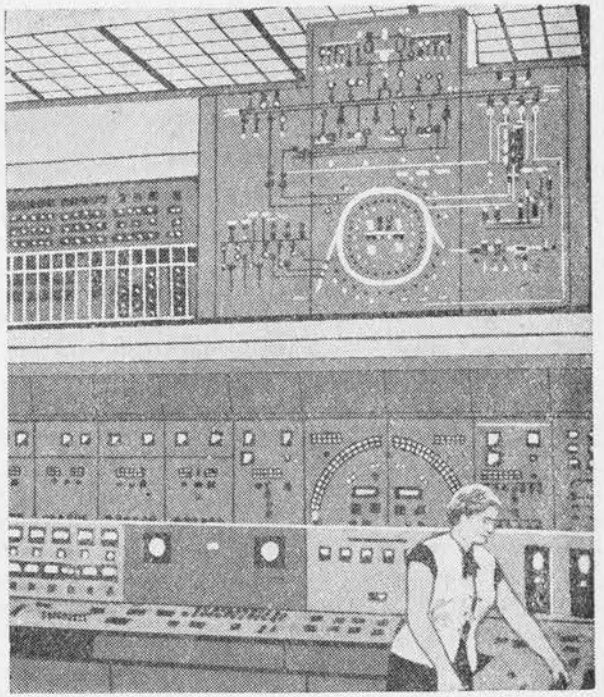


Fig. 135. Tabloul de comandă central al sincrofazotronului Institutului Unificat de Cercetări Nucleare de la Dubna.

[1]) Vezi amănunte în „Neues Deutschland", nr. 80 din 1.IV.1956. (Vezi și „Scînteia", „Uniunea Sovietică", din aceeași perioadă) (N.Red.E.T.).

electron-volți). 56 pompe mențin vidul în tunelul de accelerare. Instalația de preaccelerare (acceleratorul liniar) introduce pe traiectorie particulele cu o energie de 9 MeV. În continuare, ele execută, în decurs de 3,3 secunde, 4,5 milioane de revoluții, parcurgînd astfel un drum egal cu de două ori și jumătate distanța de la

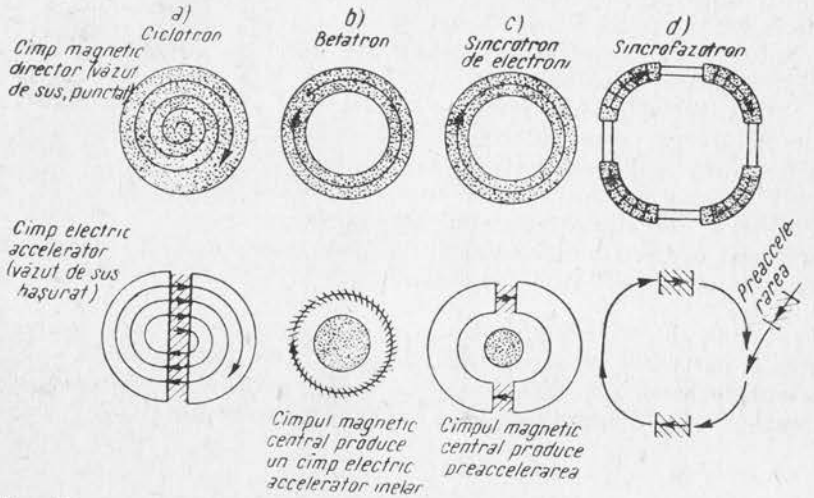


Fig. 136. Principiul celor patru acceleratori ciclici de particule și diferența dintre ei.

Pămînt la Lună. Evoluția tehnicii în acest domeniu încă nu s-a terminat. Se planuiește deja construirea unor instalații pentru 25 GeV[1]) (Organizația Europeană de Cercetări Nucleare — CERN —din Geneva) și 50 GeV (în U.R.S.S.).

Primul mare succes în muncă cu aceste aparate uriașe a fost descoperirea, respectiv generarea, antiprotonului, adică a protonului negativ, în anul 1955 (p. 279).

Figura 136 grupează încă o dată cele patru tipuri de acceleratori ciclici, pentru ca astfel să se poată vedea clar că întotdeauna este vorba de acțiunea comună a două cîmpuri. *Cîmpul magnetic director* silește particulele să descrie o traiectorie circulară. *Cîmpul electric de accelerare* le imprimă o viteză mereu crescîndă. La acceleratorii liniari, nu există cîmp director, deoarece particulele merg de la sine în linie dreaptă.

[1]) Acest accelerator a intrat în funcțiune în februarie 1960. Un accelerator de 30 GeV este în construcție în Laboratorul Brockhaven din USA (N.Red.E.T.).

11.3. Obținerea neutronilor

Pînă acum am vorbit în repetate rînduri despre neutron, fără să ne ocupăm, totuși, de istoria acestei particule elementare. Încă din anul 1920 Rutherford a bănuit existența unor particule nucleare neutre, dar nu putea aduce nici o dovadă în acest sens. De aceea, el a admis că nucleul conține numai protoni și un anumit număr de „electroni nucleari".

Descoperirea neutronului s-a făcut cu prilejul unor experiențe în care radiația α a poloniului acționa asupra beriliului. S-a constatat că beriliul emitea niște radiații, despre care la început s-a crezut că sînt raze γ. Determinînd energia lor, s-a ajuns la contradicții din ce în ce mai mari. Aceste contradicții au putut fi înlăturate de-abia în anul 1932 de către fizicianul englez Chadwick care a emis în acest scop o ipoteză complet nouă.

El a explicat procesul în modul următor: particula α expulzată de poloniu pătrunde în nucleul beriliului, după care acesta emite o particulă grea, neutră din punct de vedere electric, iar nucleul de beriliu se transformă cu acest prilej într-un nucleu de carbon. Acest lucru se poate exprima prin formula

$$^{9}_{4}\mathrm{Be}\,(\alpha, \mathrm{n})\,^{12}_{6}\mathrm{C},$$

ilustrată în fig. 137.

Neutronul scăpase pînă acum tuturor cercetărilor prin faptul că, fiind neutru din punct de vedere electric, nu lăsa nici o urmă în camera cu ceață. Astăzi însă, cînd existența lui este în afară de orice îndoială, neutronul poate fi făcut vizibil în mod indirect. Neutronii sînt făcuți să acționeze, în camera cu ceață, asupra hidrogenului, cu care prilej se ciocnesc cu nucleele acestuia și le imprimă o mare viteză. Atunci apar dintr-odată, pe fondul întunecat, urmele traiectoriilor acestor protoni. Urmele neutronilor însă nu se pot vedea.

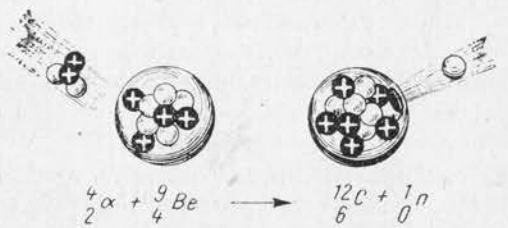


Fig 137. Punerea în libertate a unui neutron.

Cea mai simplă *sursă de neutroni* se realizează prin amestecarea prafului de beriliu cu o substanță naturală care emite radiații α,

amestecul punîndu-se într-o capsulă de alpaca (fig. 138). Altă posibilitate de a obține neutroni consistă în amestecarea beriliului sau apei grele cu un izotop radioactiv artificial. Se obține atunci o *sursă de fotoneutroni*, deoarece radiația γ emisă de substanța radioactivă acționează asupra nucleului și el expulzează un

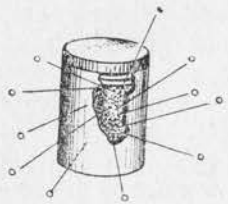


Fig. 138. Sursă de neutroni.

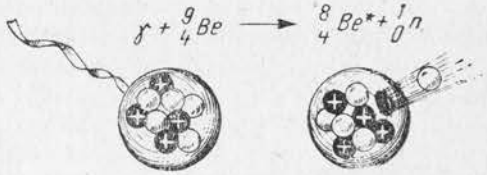


Fig. 139. Efectul fotonuclear.

neutron din el (fig. 139). În acest caz se petrece un proces (γ, n), care se numește *efect fotonuclear* (*fotodezintegrare*):

$$^{9}_{4}\mathrm{Be}\ (\gamma,\ \mathrm{n})\ ^{8}_{4}\mathrm{Be}^{*}.$$

Beriliul care rezultă cu acest prilej este radioactiv, ceea ce se indică prin steluța* scrisă lîngă el.

Astăzi se pot produce fascicule puternice de neutroni cu ajutorul unor fluxuri de deutoni de mare energie, create artificial, ca în cazul reacției următoare:

$$^{7}_{3}\mathrm{Li}\ (\mathrm{d},\ \mathrm{n})\ ^{8}_{4}\mathrm{Be}^{*}.$$

Fluxuri și mai mari de neutroni se obțin cu ajutorul ciclotroanelor și reactorilor nucleari.

După cum vom mai vedea, neutronul nu este o particulă stabilă. În stare liberă, el este β —activ și se dezintegrează cu un timp de înjumătățire de aproximativ 20 min, conform ecuației (47).

$$^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow {}^{1}_{1}\mathrm{p} + {}^{0}_{-1}\mathrm{e} + \nu.$$

În mod practic durata limitată a vieții lui nici nu prea are importanță, deoarece toți neutronii sînt captați de alte nuclee atomice curînd după ce au luat ființă.

11.4. Radioactivitatea artificială și pozitronul

Timp de cîteva decenii după descoperirea radioactivității naturale s-a crezut că ne aflăm în fața unui spectacol al naturii care era, desigur, limitat numai la descendenții uraniului și toriu-

lui și ai altor cîtorva elemente rare. Acestea erau considerate ca un fel de construcții nereușite, dar interesante, ale lumii atomului, care se formaseră la începutul erelor geologice și care acum se transformau treptat, prin transmutații întîrziate, în forme finale stabile. Se mai credea că ele vor fi dispărea definitiv într-o zi, chiar dacă acest lucru se va întîmpla după un timp foarte lung.

Fig. 140. Frédéric Joliot-Curie (1900—1958).

Iată însă că fizicianul francez Frédéric Joliot-Curie, împreună cu soția sa Irène Curie, fiica Mariei Curie, au făcut în anul 1934 o descoperire senzațională. Ei puseseră într-un vas de aluminiu un preparat de poloniu, care este un puternic emițător de radiații α. Cu acest prilej s-a constatat în primul rînd că din aluminiu pornea o radiație de neutroni. Acest proces se poate explica în modul următor: nucleul aluminiului absoarbe o particulă α, din care cauză masa sa atomică trebuie să se mărească cu patru unități, iar numărul său de ordine cu două unități (fig. 141). Totodată nucleul cedează un neutron, din care cauză devine mai ușor cu o unitate. De aici rezultă ecuația

$$^{27}_{13}\mathrm{Al} + {}^{4}_{2}\alpha \rightarrow {}^{30}_{15}\mathrm{P}^{*} + {}^{1}_{0}\mathrm{n}.$$

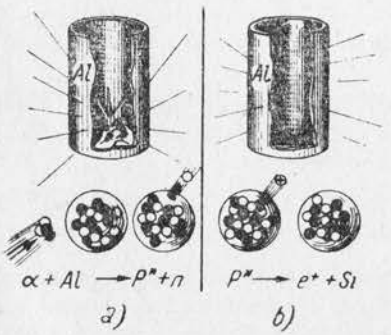


Fig. 141. *a*) Obținerea fosforului artificial radioactiv; *b*) Transmutația în continuare a fosforului în siliciu.

În consecință, ia naștere un izotop radioactiv al fosforului. Dat fiind că erau cunoscute numeroase transformări nucleare similare, acest proces nu ar fi fost ceva deosebit de nou.

Totuși, în afară de neutroni, aluminiul mai emitea și o radiație β de un gen nou, care consta din purtători de sarcini *pozitive*. Aceste particule erau deviate în

cîmpul magnetic exact în același mod ca electronii negativi binecunoscuți, dar în sens contrar. Era vorba de *pozitroni*.

Pozitronul este o particulă încărcată pozitiv avînd masa egală cu cea a electronului.

Pozitronul fusese descoperit cu puțin înainte în radiația cosmică și apărea pentru prima oară aici într-un proces nuclear pămîntesc.

Cînd s-a scos preparatul din vasul de aluminiu, radiația de neutroni a încetat imediat, ceea ce era foarte natural, deoarece cauza fusese înlăturată. Dar radiația de pozitroni continua! Ea nu putea proveni decît de la fosforul care tocmai luase naștere și care devenise radioactiv pe cale artificială. Timpul său de înjumătățire este $T_{1/2} = 2{,}55$ min; el se transformă în siliciu, după ecuația

$$^{30}_{15}\mathrm{P}^{*} \rightarrow {}^{30}_{14}\mathrm{Si} + {}^{0}_{+1}\mathrm{e}.$$

În sistemul de notație prescurtat, întregul proces se exprimă astfel:

$$^{27}_{13}\mathrm{Al}\,(\alpha, \mathrm{n})^{30}_{15}\mathrm{P}^{*} \overset{\beta^{+}}{\rightarrow} {}^{30}_{14}\mathrm{Si}.$$

A se observa cu acest prilej, din nou, că substanțele radioactive se notează cu o steluță pusă după simbolul lor.

Fosforul radioactiv preparat de J o l i o t nu este singurul exemplu. Astăzi sîntem în măsură să producem cel puțin un izotop radioactiv din orice element stabil. Există fier radioactiv, sodiu radioactiv etc. În multe cazuri, izotopii radioactivi artificiali emit pozitroni, care nu apar în procesele radioactive naturale.

11.5. Captura *K*

Am văzut mai sus cum se produce emisia de pozitroni. Vom vorbi mai amănunțit despre acest subiect în paragraful 12.6.2. Dar chiar de pe acum se poate spune că:

pozitronii (respectiv electronii) sînt emiși de acele nuclee radioactive care au un surplus relativ de protoni (respectiv neutroni).

Aceste două procese se deosebesc însă unul de altul prin faptul că se pot forma pozitroni numai atunci cînd nucleul activ are un surplus de energie de cel puțin 1 MeV față de nucleul final (p. 175). Această condiție nu se pune în cazul emisiei de electroni.

Ce se va întîmpla însă dacă acest surplus de energie este mai mic de 1 MeV? Probabil ceea ce este mai „la îndemînă": protonul

„supranumerar" se neutralizează prin faptul că răpește un electron din acea parte a învelișului atomului care se găsește mai aproape de nucleu. În felul acesta apare în pătura *K* o lacună (fig. 142). Ea este umplută la loc de electronii care sar din păturile superioare pe pătura *K*. După cum am văzut la p. 82, cu ocazia aceasta iau naștere radiații Röntgen. Ele însă se vor stinge în

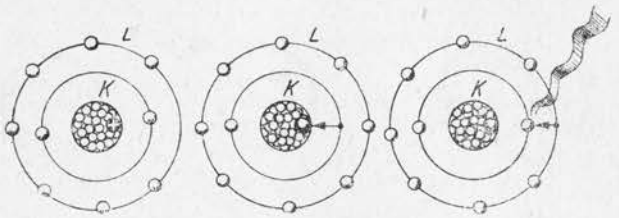


Fig 142. Captura *K*.

acest caz cu același timp de înjumătățire ca și nucleul respectiv. Aceasta este dovada experimentală a justeții acestei ipoteze.

Captura K este o transmutație nucleară însoțită de o radiație Röntgen, cu care prilej un electron din învelișul atomului este capturat de nucleu.

Captura *K* se manifestă aproape la toate nucleele radioactive cu masă atomică mare, deoarece electronii din învelișul acestora sînt atrași de nucleu cu o forță de atracție deosebit de puternică. La nucleele mai ușoare, captura *K* este posibilă numai atunci cînd energia inițială a nucleului este superioară celei a nucleului final cu mai puțin de 1 MeV. Un exemplu în acest sens este apariția unui izotop al nichelului, din cupru, izotop care se produce prin iradierea nichelului cu particule α:

$$^{58}_{28}\mathrm{Ni}\,(\alpha,\ \mathrm{p})\ {}^{61}_{29}\mathrm{Cu}^{*}\ (K)\ {}^{61}_{28}\mathrm{Ni}.$$

În ceea ce privește nucleul final, procesul β^{+} și captura *K* sînt echivalente.

11.6. Izomerii și conversia internă

Printre nucleele radioactive se găsesc unele care, cu toate că au același număr de masă *A* și același număr de ordine *Z*, se dezintegrează cu timpi de înjumătățire diferiți. Primul exemplu

de acest fel care a fost descoperit îl constituie nucleele $^{234}_{91}UX_2$ și $^{234}_{91}UZ$. Amîndouă se transformă prin emisie β^- în nucleul $^{234}_{92}UII$, cu singura diferență că timpul de înjumătățire în primul caz este de 1,14 minute, iar în al doilea 6,7 ore. Această deosebire nu poate proveni decît din faptul că particulele sînt aranjate în mod diferit în cele două nuclee.

Fig. 143. Împrăștierea neelastică a unui neutron.

Izomeri se numesc atomii ale căror nuclee au același număr de masă și același număr de ordine, dar sînt construite în mod diferit.

Termenul „izomerie" a fost împrumutat din chimia organică, unde întîlnim adeseori doi compuși chimici avînd aceeași formulă brută, dar proprietăți diferite.

Izomerii iau naștere pe cale artificială în cazul ciocnirilor *neelastice* ale protonilor sau neutronilor cu un nucleu, căruia, cu acest prilej, îi cedează o parte din energia lor, fără a rămîne fixați în el. Prin urmare, noul izomer se deosebește de cel inițial prin energia pe care o conține (fig. 143). El revine apoi în starea fundamentală, emițînd radiații γ. Să luăm exemplul procesului (n,n) care are loc în nucleul argintului:

$$^{109}_{47}Ag\ (n, n)\ ^{109}_{47}Ag^* \xrightarrow{\gamma} {}^{109}_{47}Ag, \qquad (T_{1/2} = 40\ s).$$

Nucleul de argint care se găsește în mijloc este izomer cu ceilalți doi.

Pînă astăzi se cunosc aproximativ 70 cazuri de izomerie, dintre care 50 la nuclee artificial radioactive.

Un nucleu izomer poate să se transforme în alt nucleu, emițînd cuante γ, iar două nuclee izomere se pot dezintegra cu timpi de înjumătățire diferiți în același nucleu.

Există și cazuri în care energia în exces a nucleului nu este cedată sub formă de radiație γ. În schimb, ea poate trece direct la un electron al păturii K și din această cauză el iese de pe orbită. Lacuna care se produce în pătura K este umplută de electronii

care sar de pe păturile L și M, ceea ce dă loc la o radiație secundară, moale (p. 82).

„Conversia internă" este o emisie de particule β^- (electroni de conversie) din pătura K prin transmisie directă de energie din partea nucleului.

11.7. Alte reacții nucleare

Transmutațiile nucleare artificiale tratate în ultimele paragrafe nu sînt singurele. Numărul reacțiilor posibile și deja practic efectuate este așa de mare, încît nu pot fi enumerate aici în amănunt. De cele mai multe ori reacțiile au loc în așa fel încît particula care vine cu mare viteză pătrunde în nucleu și în schimb altă particulă părăsește nucleul.

După felul particulelor care intră în joc cu acest prilej, în principiu, sînt posibile următoarele tipuri de reacții:

Tipul	*a*	*b*	*c*	*d*	*e*
1	(α, d)	(α, p)	(α, n)	(α, γ)	
2	(p, α)	(p, d)	(p, n)	(p, γ)	
3	(d, α)	(d, p)	(d, n)	(d, γ)	(d, t)
4	(n, α)	(n, d)	(n, p)	(n, γ)	(n, t)
5	(γ, α)	(γ, d)	(γ, p)	(γ, n)	
6	(t, p)	(t, n)	(t, $^3_2$He)		

În general, reacțiile nucleare pot conduce la nuclee stabile sau instabile. Tipurile 1*a*, 2*b*, 2*c* și 4*c*, precum și toate reacțiile la care ia parte tritonul (t) conduc exclusiv la nuclee radioactive. Tipurile 1*d*, 4*b*, 5*a* și 5*b* n-au fost observate pînă acum. Tipurile 5*c* și 5*d* poartă numele de „efect fotonuclear" (p. 154). Împrăștierile neelastice (n, n). (α, α), (p, p) care conduc la izomeri nu sînt incluse în tabelă, ca și cazurile în care sînt expulzate mai multe particule.

Steaua de transmutații a nucleului de fluor $^{19}_{9}F$ (fig. 144) arată cît de multiple sînt posibilitățile de transformare ale unui singur nucleu dat. Pe această figură sînt marcate cele 10 transmutații cunoscute pînă acum. Cercurile negre înseamnă nuclee stabile, iar cele albe înseamnă nuclee radioactive. O astfel de stea

se poate trasa pentru toate nucleele naturale. Toate aceste stele au legătură între ele prin faptul că cele mai multe nuclee fac parte din mai multe stele în același timp.

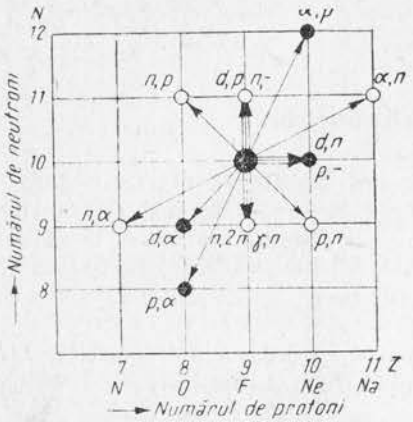


Fig. 144. Steaua de transmutații a nucleului $^{19}_{9}F$

Rezumînd, se poate spune că transmutația arbitrară a unui element chimic într-altul a devenit astăzi o realitate. „Alchimia" modernă este chiar în măsură să fabrice aur pe cale artificială. În acest scop sînt posibile, de exemplu, următoarele reacții:

$$^{198}_{80}\mathrm{Hg}\ (n, p)\ ^{198}_{79}\mathrm{Au}^*$$

$$^{196}_{78}\mathrm{Pt}\ (n, \gamma)\ ^{197}_{78}\mathrm{Pt}^* \longrightarrow$$

$$\longrightarrow\ ^{197}_{79}\mathrm{Au} + {}^{0}_{-1}\mathrm{e}.$$

Aurul care ia naștere după prima ecuație este radioactiv și se dezintegrează, devenind din nou mercur. În cazul al doilea, aurul este stabil, dar pentru producerea lui este nevoie de platină, care este și mai scumpă.

11.8. Nucleul ca groapă de potențial

O piatră ridicată la înălțime are în noua sa poziție o anumită energie potențială (p. 29) și un anumit *potențial*. Acesta se manifestă prin faptul că, în timpul căderii sale, piatra poate produce la rîndul său lucru mecanic.

Lucrurile se petrec la fel și în procesele electrice. Pentru a apropia un corp încărcat de un altul încărcat cu același fel de sarcini, trebuie învinsă forța coulombiană de respingere (p. 54). Fiecărui punct al acestui cîmp electric îi corespunde un *potențial electric* care este echivalent cu un anumit lucru mecanic. Există totuși o deosebire importantă față de cîmpul gravitațional din apropierea suprafeței Pămîntului. Dat fiind că forța coulombiană este invers proporțională cu pătratul distanței, potențialul unei sarcini electrice nu crește liniar cu distanța cînd ne apropiem de sarcină, ci din ce în ce mai puternic. Este-ca și cum cineva ar rostogoli o sferă în sus pe coasta unui munte, a cărui pantă devine spre vîrf din ce în ce mai abruptă. Urcușul are forma unei hiperbole.

Fiecare nucleu atomic pozitiv (fig. 146) este înconjurat de un astfel de „munte" de potențial. Cînd un proton sau o altă parti-

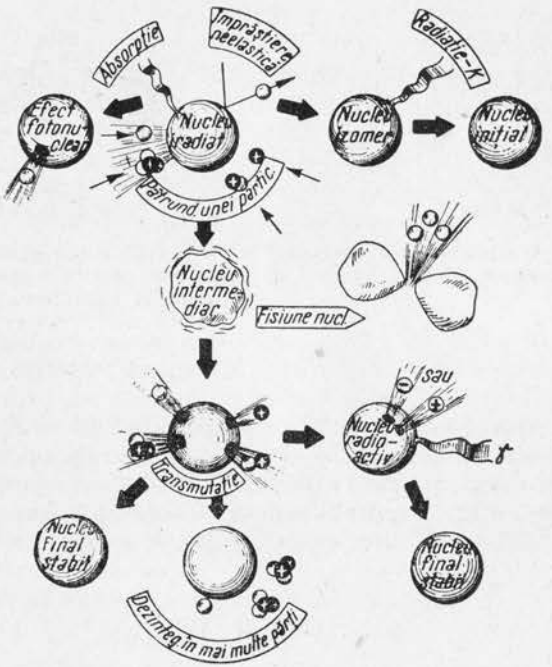


Fig. 145. Cele mai importante transmutații nucleare artificiale.

culă pozitivă urmează să pătrundă în nucleu, ea trebuie să „urce acest „munte". Dacă se apropie cu o viteză mică, nu va putea ajunge în vîrf, ci sau se va întoarce de la jumătatea drumului sau, dacă se apropie pieziș, va continua drumul pe o curbă deviată lateral (fig. 147). Astfel de urme curbate se văd foarte des pe fotografiile luate în camera cu ceață.

Această deviere a proiectilelor nucleare de la traiectoria lor dreaptă se numește *împrăștiere* (sau difuzie). Particulele împrăștiate descriu în acest timp hiperbole mai mult sau mai puțin alungite. Pe baza unghiului de împrăștiere a particulelor α, Rutherford a calculat pentru prima oară, în 1911, diametrul probabil al nucleului.

Dacă n-ar exista decît forţa coulombiană, protonul n-ar putea pătrunde niciodată în nucleu. Chiar avîntul cel mai mare n-ar servi la nimic, căci în cele din urmă protonul s-ar rostogoli înapoi pe panta „muntelui". Noi ştim însă că lucrurile se pot petrece altfel. Cînd protonul a ajuns în imediata apropiere a nucleului,

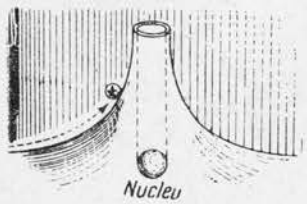


Fig. 146. Nucleul atomic ca groapă de potenţial.

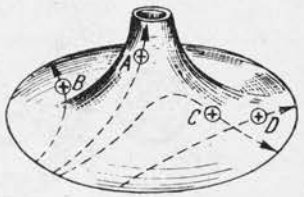


Fig. 147. Împrăştierea diferitelor particule pozitive rapide în apropierea unui nucleu atomic. Numai particula *A* reuşeşte să urce bariera de potenţial.

apar subit nişte forţe de un gen nou (p. 176). „Muntele" de potenţial nu este înalt pînă la cer, ci are la partea de sus un fel de gaură, ca un crater vulcanic. Dacă o particulă reuşeşte să ajungă la marginea de sus a barierei, se prăbuşeşte apoi singură în interiorul acestei *gropi de potenţial*, din cauza forţelor de atracţie care o prind.

11.9. Efectul tunel

Tot aşa de greu este pentru o particulă nucleară să scape din nucleu. Ea nu poate părăsi groapa de potenţial decît atunci cînd energia sa este suficient de mare pentru a-i permite să sară dinăuntru în afară peste bariera abruptă. De pe creasta de sus ea se va rostogoli apoi singură pe pantă în jos, de unde rezultă o viteză finală, care se poate calcula cu uşurinţă.

Să presupunem că este vorba de nucleul unui atom de uraniu. Atunci conform relaţiei (32), energia potenţială a unei particule α cu sarcină $2e_0$, în cîmpul unui nucleu de uraniu cu sarcina (92—2) $e_0 = 90\, e_0$, este egală cu

$$E = \frac{2 \cdot 90 e_0^2}{r}.$$

Introducînd valorile numerice corespunzătoare, rezultă $E = \frac{2 \cdot 90 \cdot 4{,}8^2 \cdot 10^{-20}}{3{,}6 \cdot 10^{-12}} = 1{,}15 \cdot 10^{-5}$ erg, respectiv (conform tabelei 2), $1{,}15 \cdot 10^{-5} \cdot 6{,}24 \cdot 10^5 = 7{,}2$ MeV. S-a luat în formulă valoarea maximă a razei nucleului care rezultă din experienţe de împrăştiere. Particulele α expulzate de nucleul de uraniu au însă energia mult mai mică: de 4,18 MeV (vezi tabloul 3). S-ar părea că ele n-au pornit de la marginea superioară a gropii de potenţial, ci mult mai de jos, dintr-un punct situat la o distanţă de circa $6{,}3 \cdot 10^{-12}$ cm de centrul nucleului.

Iată o situaţie care nu poate fi lămurită cu ajutorul conceptiilor fizicii clasice.

Cum ajunge particula acolo? Nu cumva „muntele" de potenţial are un orificiu ascuns, prin care se pot strecura particulele afară? Deoarece se putea presupune ceva asemănător, s-a dat acestui fenomen numele de *efect tunel* (fig. 148).

O fundamentare exactă a fenomenului o dă numai mecanica ondulatorie. Dacă ne gîndim că fiecare corpuscul este în acelaşi timp o undă, aceasta poate fi reflectată pe pereţii interiori verticali ai gropii. Dar chiar în cazul reflexiei totale a undelor luminoase de către foiţe foarte subţiri, totuşi puţină lumină ajunge şi în mediul din partea opusă, cu condiţia ca grosimea foiţei să nu fie mult mai mare decît lungimea de undă a luminii. Tot aşa o mică parte din unda de Broglie trece prin bariera de potenţial. Tradus în termenii fizicii nucleare, acest lucru se exprimă astfel: există întotdeauna, în funcţie de grosimea barierei de potenţial, o anumită

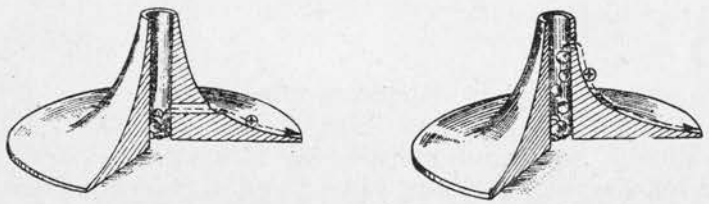


Fig. 148. Reprezentare plastică a efectului tunel la două nuclee cu grade diferite de excitaţie.

probabilitate ca aceasta să fie străbătută de particulele nucleare. Această probabilitate este în directă legătură cu timpul de înjumătăţire, respectiv cu constanta de dezintegrare a elementului în cauză.

Efect tunel se numește fenomenul de străpungere a barierei de potențial, iar probabilitatea de realizare a acestui fenomen este egală cu constanta de dezintegrare λ[1]).

Se întîmplă uneori ca un nucleu să se găsească în stare excitată, ca de exemplu nucleul de ThC′ din fig. 96. El are o energie potențială mărită față de starea sa fundamentală și poate ceda din nou această energie prin radiație γ (vezi izomeri, p. 157). În fig. 148, starea fundamentală este exprimată prin faptul că nucleul „zace" pe fundul gropii de potențial. În stare excitată, el se găsește, în parte, mai sus. Natural, acesta este numai un mod simbolic de a vorbi, căci în realitate starea excitată a unui nucleu se referă numai la energia pe care o posedă, nu la poziția geometrică a particulelor sale componente. Acest lucru este greu de exprimat cu mijloace intuitive, pentru motivul că astăzi unele probleme de importanță capitală ale structurii nucleului (p. 189) nu sînt încă lămurite.

Se vede însă că în cazul emisiei unei particule α, peretele care urmează a fi străpuns este acum (adică în starea excitată) mult mai subțire. Probabilitatea de dezintegrare este, prin urmare, relativ mare, iar timpul de înjumătățire este mic. Totodată se știe că, din cauza punctului de plecare situat la înălțime mare, energia particulei este corespunzător mai mare.

Parcursul particulelor α *ale unui element* α*-activ este cu atît mai mare cu cît timpul său de înjumătățire este mai mic.*

Figura 106 arată urma unei singure particule α care provine dintr-o stare excitată, pe cînd toate celelalte particule provin din starea fundamentală.

11.10. Secțiunea eficace

Un chimist care vrea să prepare 88 g sulfură de fier știe că trebuie să folosească în acest scop exact 32 g sulf și 56 g pulbere de fier. Dacă a făcut cîntărirea corectă și a amestecat bine, randamentul reacției este de sută la sută. Din nefericire, în cazul transmutațiilor nucleare nu poate fi vorba de astfel de randamente ridicate. Numai întîmplarea hotărăște ce va rezulta din bombardarea nucleelor atomice. Dacă atomii ar fi groși cît trunchiul unui copac mijlociu, substanța „solidă" care urmează a fi transformată s-ar

[1]) Aici este vorba de dezintegrarea α (N.Red.E.T.).

putea compara cu o pădure ai cărei copaci s-ar găsi la distanță de 20 km unul de altul. Este aproape complet lipsită de șanse încercarea de a nimeri la țintă cu o piatră aruncată cu totul la întîmplare. Einstein s-a exprimat o dată în glumă astfel: „Probabilitatea de a nimeri nu este mai mare decît atunci cînd cineva s-ar găsi noaptea într-o regiune unde rațele sînt rare și ar trage cu pușca la întîmplare în spre cer".

Prin urmare, trebuie să se irosească multe particule pînă să se nimerească într-un nucleu. Vom da mai jos cîteva exemple, dintre care primul reprezintă cazul cel mai favorabil.

Tabela 12. **Randamentul reacțiilor nucleare**

Reacția	Energia particulei cu care se bombardează, în MeV	Numărul de particule necesare pentru o transmutație
${}^{9}_{4}\mathrm{Be}\ (\alpha, \mathrm{n})\ {}^{12}_{6}\mathrm{C}$	7	4 000
${}^{14}_{7}\mathrm{N}\ (\alpha, \mathrm{p})\ {}^{17}_{8}\mathrm{O}$	7,8	500 000
${}^{7}_{3}\mathrm{Li}\ (\mathrm{p}, \alpha)\ 2\ {}^{4}_{2}\mathrm{He}$	0,4	10 milioane
${}^{6}_{3}\mathrm{Li}\ (\mathrm{d}, \alpha)\ 2\ {}^{4}_{2}\mathrm{He}$	0,16	30 miliarde

În locul numerelor de particule necesare pentru o transmutație, de cele mai multe ori în calcule se folosește *secțiunea eficace* σ.

Secțiunea eficace σ *este secțiunea pe care ar avea-o un nucleu cînd o particulă, considerată punctiformă, îndreptată asupra lui ar provoca o reacție nucleară.*

Prin urmare, aici nu este vorba de o secțiune reală, ci de una eficace, care depinde de numărul particulelor ce servesc la bombardamentul nucleului și care conduc efectiv la o reacție. Dacă secțiunea reală a unui nucleu considerat mărit este, de exemplu, de 1/6 cm², atunci fiecare al 6-lea proiectil tras într-o suprafață de 1 cm² ar nimeri ținta (fig. 149 *a*).

Dacă însă numai un proiectil din 18 nimerește ținta (fig. 149 *b*), se poate trage concluzia că secțiunea fiecărui nucleu este doar de 1/18 cm².

Prin urmare, rezultă că:

$$\textit{secțiunea eficace}\ \sigma = \frac{\text{numărul de reacții care au loc}}{\text{numărul de proiectile pe centimetru pătrat}}.$$

Ca unitate de măsură se folosește barnul:

$$1\ barn^{1}) = 10^{-24}\ cm^2. \qquad (58)$$

Pe cînd în cazul pădurii bombardate cu pietre numai grosimea copacilor este hotărîtoare, în ceea ce privește secțiunea eficace aici are mare importanță felul și viteza proiectilelor nucleare și, în plus, ce fel de efect modificator se are în vedere. Prin urmare, nu se poate spune pur și simplu că secțiunea eficace pentru un anumit fel de nucleu este atît sau atît de mare. Ceva mai mult, la fiecare proces considerat ea este alta și, în afară de aceasta, este funcție de energia particulei.

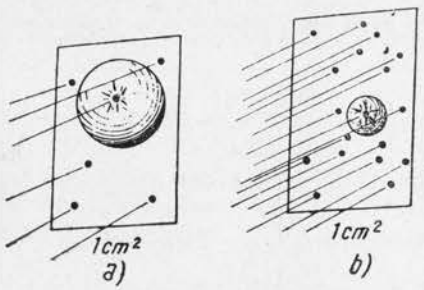


Fig. 149. Secțiunea eficace
a) $\frac{1 \text{ proiectil în țintă}}{6 \text{ proiectile pe cm}^2}$ b) $\frac{1 \text{ proiectil în țintă}}{18 \text{ proiectile pe cm}^2}$
$\sigma = \frac{1}{6}\ \text{cm}^2$ $\sigma = \frac{1}{18}\ \text{cm}^2$.

Secțiunea eficace este unitatea de măsură a probabilității ca o particulă proiectil să conducă la o anumită reacție nucleară.

11.10.1. *Secțiunea eficace pentru particule încărcate*

Dat fiind că particulele încărcate pozitiv urcă bariera de potențial cu atît mai ușor cu cît sînt mai rapide, secțiunea eficace mai întîi crește pe măsură ce viteza se mărește (fig. 150). Apoi ea scade din nou, deoarece, la viteze foarte mari, multe proiectile care trec în imediata apropiere a nucleului nu au timp să reacționeze cu nucleul.

---

[1]) *Barn* înseamnă în englezește *șură*. Această denumire exprimă în mod umoristic faptul că această unitate de măsură este pentru un nucleu „mare cît o șură" (big as a barn).

11.10. 2. *Secțiunea de captură pentru neutroni*

Deosebit de interesant este studiul problemei: care este probabilitatea ca neutronii ce bombardează o substanță să nimerească nucleul și să rămînă în el? În acest caz se vorbește despre *secțiunea de captură*. Din marele număr de proiectile care trec pe lîngă nucleu, o anumită parte va fi deviată de la direcția inițială din cauza interacțiunii cu nucleul. Atunci se vorbește de *secțiunea de împrăștiere*. De exemplu pentru nucleul de Ac U-235, ea este mult mai mică decît secțiunea de captură. Înseamnă că nucleul se comportă, în ceea ce privește împrăștierea, ca și cum ar fi mult mai mic.

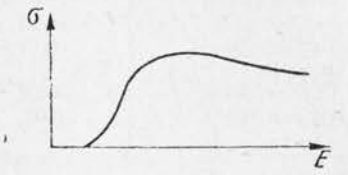


Fig. 150 Curba secțiunii eficace pentru proiectile nucleare pozitive.

O altă valoare o are și *secțiunea de fisiune* care la Ac U-235 este foarte importantă și despre ea se va vorbi în paragraful 14.3.

Pentru neutroni nu există barieră de potențial. Făcînd abstracție de neutronii care „nimeresc în plin", pentru ceilalți neutroni. care trec pe lîngă nucleu, se pune problema de a ști, în primul rînd, de cît timp dispun pentru a putea interacționa cu acesta.

Secțiunea eficace pentru neutroni scade pe măsură ce viteza lor crește.

La obținerea energiei prin fisiune nucleară are mare importanță secțiunea de captură și cea de împrăștiere pentru *neutronii deosebit de lenți* (*termici*). Prin neutroni termici se înțeleg acei neutroni a căror viteză corespunde aproximativ vitezei moleculelor de gaze la temperatura camerei (energia neutronilor termici este de aproximativ 0,025 eV).

Neutronul aduce cu el o anumită cantitate de energie cinetică, pe care o preia nucleul intermediar (p.182) format după ce proiectilul s-a oprit. Dacă această energie este tocmai suficientă pentru a transpune nucleul într-o anumită stare cu energie mai mare, secțiunea eficace crește brusc. Se spune atunci că între particulă și nucleul intermediar format există *rezonanță de energie*. Această *captură de rezonanță* se poate înțelege și mai bine dacă este privită din punctul de vedere al mecanicii cuantice. Dacă se consideră unda de Broglie a neutronului (p.48), lungimea de undă, respectiv frecvența, depinde de viteza sa, conform ecuației (26). Și nucleul este capabil să oscileze cu anumite frecvențe proprii.

Tabela 13. **Secțiunea de captură și cea de împrăștiere pentru neutronii termici, în barni**

	Secțiunea de			Secțiunea de	
	captură	împrăștiere		captură	împrăștiere
Hidrogen (H)	0,32	20...80	Aluminiu (Al)	0,22	1,35
Deuteriu (D)	0,001	15,3	Fier (Fe)	2,5	11,0
Beriliu (Be)	0,009	6,9	Cadmiu (Cd)	3 500	6,5
Bor (B)	718	3,8	Gadoliniu (Gd)	35 000	
Carbon (C)	0,0045	4,8	Plumb (Pb)	0,2	8,3
Oxigen (O)	0,009	4,2	Uraniu-235	107	8,2
			Uraniu-238	2,8	8,2

Dacă ambele frecvențe coincid, neutronul este absorbit de nucleu așa cum o cuantă γ este absorbită de către pătura exterioară de electroni (p.57). Figura 151 arată un punct de rezonanță pronunțat al nucleului de cadmiu, la energia de 0,176 eV a neutronului, pentru care secțiunea eficace crește la 7 200 barn.

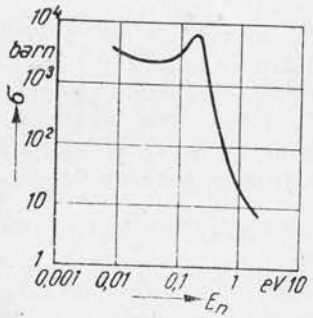


Fig. 151. Secțiunea de captură a cadmiului pentru neutroni cu diferite energii.

Așa se explică de ce secțiunea eficace ia adesea o valoare extraordinar de mare. Un exemplu extrem este captura de rezonanță a gadoliniului unde σ, avînd valoarea 250 000, este de 100 000 ori mai mare decît secțiunea sa reală (2 barn).

La dimensionarea pereților de protecție contra radiațiilor servește așanumita *secțiune eficace totală*. Aici nu interesează dacă se produce o *anumită* reacție nucleară, ci în ce măsură pătrunderea particulelor este împiedicată de materialul respectiv fie prin împrăștiere, fie prin alte reacții.

12. Defectul de masă și energia de legătură a nucleelor atomice

12.1. Defectul de masă

Precizia cu care se determină masa atomică a putut fi împinsă uimitor, de departe, în special cu mijloacele spectroscopiei de masă moderne. Astăzi se pot indica cu certitudine valorile cu trei

pînă la cinci zecimale. Întrucît pentru unele calcule avem nevoie de valori numerice precise, dăm aceste valori pentru cîteva particule în tabela ce urmează.

Tabela 14. **Masele atomice fizice M ale cîtorva particule**

Particula	Masa M	Particula	Masa M
Electron, pozitron	0,000 549	Particulă α	4,002 77
Proton	1,007 597	Atom de H	1,008 14
Neutron	1,008 987	Atom de He	4,003 87
Deuton	2,014 19		

Există un principiu matematic străvechi: „Întregul este egal cu suma părților sale". Oricît de evident ar părea, totuși merită să se verifice acest principiu pe baza datelor de care dispunem.

În cazul atomului de hidrogen, calculul iese exact. Dacă se adună masa protonului și a electronului, rezultă, cum era de așteptat, masa atomului de hidrogen. La același rezultat se ajunge dacă la masa particulei α se adună masele a doi electroni; se obține astfel masa atomului întreg de heliu.

Același lucru ar trebui să se întîmple cînd facem următoarele calcule:

$$2 \text{ protoni} + 2 \text{ neutroni} + 2 \text{ electroni} = 1 \text{ atom de heliu}$$

$$2 \cdot 1{,}007\,597 + 2 \cdot 1{,}008\,987 + 2 \cdot 0{,}000\,549 = 4{,}034\,266.$$

În tabela de mai sus găsim, însă, că masa atomică reală a heliului este 4,00387. Evident că nu poate fi vorba de o eroare de calcul. Dar și atunci cînd se calculează masa altor atomi adunînd masele părților lor componente se dă peste aceeași nepotrivire. Ea se numește *defect de masă* și *se notează cu* Δm.

Așadar, masele tuturor nucleelor sînt puțin mai mici decît suma maselor părților lor componente.

La atomul de heliu, defectul de masă este:

$$\Delta m = (4{,}034\,266 - 4{,}003\,87) = 0{,}030\,40 \text{ u.a.m.}$$

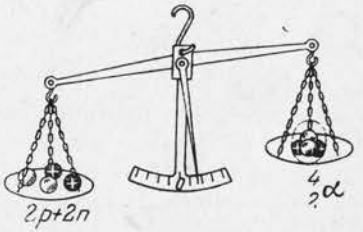


Fig. 152 Defectul de masă.

Şi în toate celelalte cazuri, ca şi în acest exemplu, se face suma maselor m ale tuturor nucleonilor, plus aceea a electronilor care aparţin atomului şi se scade din rezultat masa atomică fizică M a atomului complet:

$$\Delta m = \Sigma m - M \tag{59}$$

12.2. Energia de legătură

Dacă ne imaginăm că o dată în istoria Universului atomii au luat naştere din părţile lor constitutive elementare, trebuie ca la formarea fiecărui atom să se fi pierdut puţină masă. Nimic nu se poate, însă, pierde în lume. În cazul de faţă, cheia secretului ne-o dă legea lui Einstein (20) $E = mc^2$.

Cu prilejul formării unui nucleu al unui atom din părţile sale elementare, masa Δm care lipseşte este cedată împreună cu energia corespunzătoare. Aceasta din urmă se numeşte energia de legătură a nucleului atomic.

Energia de legătură a unui nucleu (fig. 153) este

$$E = \Delta m \cdot c^2 \tag{60}$$

Invers, dacă am vrea să descompunem nucleul în părţile sale componente, ar trebui să-i redăm aceeaşi cantitate de energie de legătură.

Ca să folosim o comparaţie grosolană, putem să ne gîndim la ceea ce se întîmplă cînd se sfărîmă, cu forţa, un corp solid în bucăţi mici. Şi în acest caz trebuie întotdeauna să se consume o cantitate considerabilă de lucru mecanic.

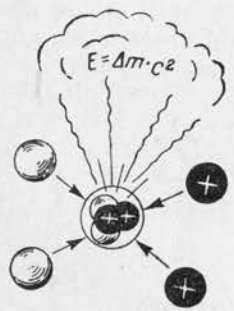


Fig. 153. La unirea mai multor nucleoni se pune în libertate energia de legătură.

Energia de legătură este măsura stabilităţii unui nucleu.

Descompunerea completă a reuşit, de altfel, pînă acum, numai la un singur nucleu, la deuton. Energia lui de legătură este de 2,2 MeV. Tot pe această cale se obţin şi neutroni în ciclotron (p.146)

Energia de legătură creşte pînă la aproximativ 1 800 MeV la nucleul de uraniu.

În fizica atomică se obişnuieşte să se indice energia de legătură în MeV. Conform ecuaţiei (60), energia rezultă în ergi, dacă masa Δm este luată în grame. Dacă se exprimă unitatea atomică de masă (1 u.a.m.) în grame, se obţine $\frac{1}{6{,}023 \cdot 10^{23}}$ g. Întrucît conform tabelei 2 (p.31) 1 erg $= 6{,}24 \cdot 10^5$ MeV, se obţine pentru fiecare unitate atomică de masă energia de $\frac{(3 \cdot 10^{10})^2 \cdot 6{,}24 \cdot 10^5}{6{,}023 \cdot 10^{23}} = 931$ MeV. Deci

$$1 \text{ u.a.m.} \simeq 931 \text{ MeV} \tag{61}$$

Cu această relaţie numerică se poate calcula, în modul cel mai simplu, energia de legătură a oricărui atom.

Exemple. 1. Energia de legătură a atomului de heliu este $0{,}0304 \cdot 931 = 28{,}3$ MeV (de fiecare nucleu), întrucît defectul de masă Δm este egal cu 0,0304 (calculat conform celor arătate la p.169) deoarece electronii nu contribuie practic cu nimic.

2. Să se calculeze energia de legătură a nucleului de plumb $^{208}_{82}$Pb a cărui masă este egală cu 208,0475.

Se însumează mai întîi masele diferiţilor nucleoni şi electroni $(82 \cdot 1{,}007\,597) + (126 \cdot 1{,}008\,987) + (82 \cdot 0{,}000\,55) = 209{,}800\,4$ şi se scade din acest rezultat masa întregului nucleu: $\Delta m = 209{,}800\,4 - 208{,}047\,5 = 1{,}7529$.

Conform cu (61), energia de legătură este $1{,}7529 \cdot 931$ MeV $= 1\,632$ MeV.

Tocmai aceste energii de legătură, respectiv defecte de masă, apar în anumite reacţii nucleare sub formă de energie disponibilă. Aceasta este aşa-numita *energie atomică*. Ar fi însă mai corect să i se spună *energie nucleară*.

Aşa-numita energie atomică (energie nucleară) se eliberează în timpul unor anumite reacţii nucleare. În acelaşi timp se produc şi mici modificări ale maselor nucleelor atomice care participă la reacţii.

12.3. Bilanţul energetic al reacţiilor nucleare

Între reacţiile chimice şi procesele nucleare există anumite analogii exterioare. Se ştie că există reacţii chimice, ca de exemplu arderea hidrogenului sau a cărbunelui, care pun în libertate o anumită cantitate de căldură Q. Ele se numesc *reacţii exoterme*.

Exemplul sintezei heliului, dat mai sus, era o reacție nucleară exotermă. Pe de altă parte, multe procese chimice au loc *endoterm*, adică numai atunci cînd se comunică participanților la reacție o anumită cantitate de căldură Q. Acesta este cazul descompunerii apei, al arderii varului etc. În mod analog există și procese nucleare endoterme. Cele două tipuri de reacții se pot deosebi cu ușurință unul de altul. Astfel:

dacă masa totală a nucleului inițial + masa particulei incidente este mai mare (respectiv mai mică) decît masa totală a nucleului final + masa particulei emise, avem de-a face cu o reacție nucleară exotermă (respectiv endotermă).

În primul caz, defectul de masă care se produce este cedat sub formă de energie, iar în cazul al doilea trebuie să se adauge energie din afară pentru a se acoperi creșterea de masă [1]).

Procesele (α, p) deja menționate pot, de exemplu, să aibă loc atît exoterm cît și endoterm, pe cînd procesul (γ, n) despre care de asemenea s-a vorbit (efectul fotonuclear, p.154) se desfășoară întotdeauna endoterm. Această reacție poate avea loc numai dacă energia cuantei γ care lovește nucleul depășește o anumită valoare minimă.

12.4. Calculul precis al maselor

Procesul (p,n) care se declanșează prin bombardarea nucleului de litiu cu protoni

$$^{7}_{3}\mathrm{Li} + {}^{1}_{1}\mathrm{p} \rightarrow {}^{7}_{4}\mathrm{Be}^{*} + {}^{1}_{0}\mathrm{n}$$

decurge endoterm, întrucît trebuie să se comunice protonului o energie de cel puțin 1,86 MeV, pe cînd neutronul care devine liber are o energie cinetică de numai 0,26 MeV. Dacă se cunosc masele precise ale tuturor celorlalte particule, rezultă o cale sigură pentru

[1]) Această frază ar putea da impresia că defectul de masă „se transformă" în energie. Acest lucru este incorect: simultan cu variația masei nucleului are loc și o variație a energiei și invers, orice variație a energiei este însoțită de o variație a masei (N.Red.E.T.).

calcularea masei nucleului radioactiv al beriliului. Se obține atunci următorul bilanț al maselor:

Membrul stîng al ecuației		Membrul drept al ecuației	
Masa atomului de litiu	7,018 22	Masa neutronului	1,009 0
Masa protonului	1,007 60	Masa atomului de $^{7}_{4}$Be*: (8,0275 − 1,0090) =	7,0185
Consumul de energie exprimat în u.a.m.: $\frac{(1{,}86 - 0{,}26)}{931}$ =	0,001 7		
Masa totală:	8,027 5	Masa totală	8,027 5

Aceasta este o metodă importantă și precisă de calcul al maselor atomice fără a se face uz de spectrograful de masă.

12.5. Dezintegrarea neutronului

Determinarea masei neutronului cu spectrograful de masă este imposibilă, pentru că neutronul nu are sarcină electrică. Din contra, ea poate fi calculată foarte precis pe baza energiei de legătură a deutonului și a masei cunoscute a protonului.

Dacă se consideră că neutronul este compus dintr-un proton și un electron, rezultă de aici o masă de (1,007 60 + 0,000 55) = = 1,008 15. De fapt, însă, neutronul este mai greu cu (1,008 99 — — 1,008 15) = 0,000 84 u.a.m. Aici este vorba de ceva exact contrar defectului de masă. Deci pentru dezintegrarea neutronului nu este nevoie să se consume nici o energie, cum este cazul particulelor α, căci neutronul se dezintegrează cu un timp de înjumătățire de aproximativ 20 min, cedînd de la sine o energie de 0,000 84 · 931 MeV, conform cu (61). De aceea, neutronul în stare liberă este nestabil, după cum s-a menționat deja la p. 154.

12.6. Nașterea și dispariția pozitronului

Procesul β^{+} tipic pentru radioactivitatea artificială se desfășoară în așa fel încît un proton, cedînd un pozitron, se transformă într-un neutron. În legătură cu aceasta sînt necesare cîteva lămuriri.

12.6.1. *Anihilarea*

Pozitronul se poate observa extrem de rar în natură. Cauza este că la întîlnirea sa cu un atom — şi aceasta are loc aproape întotdeauna foarte repede — el dispare imediat, contopindu-se cu un electron care există în atom. În timp ce sarcinile electrice se neutralizează reciproc, particulele se transformă în două cuante γ, care conţin masa şi energia lor respectînd formula $E = mc^2$ (fig. 154). Dacă viteza v a pozitronului este mică în comparaţie cu viteza c a luminii, impulsul său $m_0 v$ poate fi neglijat, iar cele două cuante zboară în sensuri opuse. Conform cu principiul conservării impulsului (p. 27), impulsurile lor trebuie să se anuleze reciproc.

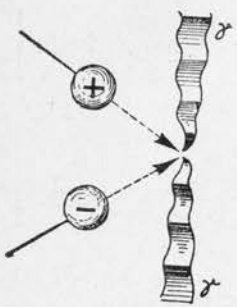


Fig. 154. Anihilarea unei perechi de electroni.

Anihilarea: *electronul şi pozitronul dispar după contopirea lor, emiţînd două cuante* γ[1]).

Avem şi aici un exemplu interesant de transformare reciprocă a particulelor materiale şi a radiaţiilor, şi anume un caz de „anihilare" (transformare) completă a unor particule cu masă de repaus în cuante de radiaţii. Ceea ce dispare însă cu prilejul acestui act de anihilare nu este, bineînţeles, materia. La drept vorbind, avem de-a face cu o tranziţie dintr-o formă specială sub care apare materia, în altă formă, căci masa celor două particule se păstrează complet şi mai departe, conform ecuaţiei (20), în cele două cuante γ care iau naştere. Energia fiecăreia din cele două cuante γ se calculează conform relaţiei (61):

$$0{,}000\,55 \cdot 931 \text{ MeV} \approx 0{,}5 \text{ MeV}.$$

Lungimea de undă a acestei *radiaţii de anihilare* este $\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{h\nu}$ conform formulei (15). Dacă la numitor se pune $h\nu = m_0 c^2$, rezultă că $\lambda = \frac{hc}{m_0 c^2}$. Deci

lungimea de undă Compton a electronului este: $\boxed{\lambda = \frac{h}{m_0 c}}$. (62)

[1]) De fapt acest lucru nu se întîmplă instantaneu, ci se formează un fel de atom compus din pozitron şi electron, denumit „pozitroniu". Este posibilă şi o anihilare în trei cuante γ (N.Red.E.T.).

Această valoare a lungimii de undă $\lambda = \frac{6{,}623 \cdot 10^{-27}}{9{,}1 \cdot 10^{-28} \cdot 3 \cdot 10^{10}} = 2{,}43 \cdot 10^{-10}$ cm a putut fi confirmată perfect de D u M o n d prin determinări experimentale făcute în 1949.

12.6.2. *Generarea de perechi*

Se întîmplă însă şi cazul contrar. Acest efect a fost descoperit mai întîi pe fotografiile unor radiaţii cosmice, luate în camera cu ceaţă.

Generarea de perechi:
prin ciocnirea dintre o cuantă γ *cu energie mai mare de 1 MeV şi un nucleu atomic, se poate forma o pereche electron-pozitron.*

În primul moment s-ar putea crede că procesul β^+ se va desfăşura conform ecuaţiei $p \rightarrow n + e^+$. Dar masa protonului este mai mică decît cea a neutronului şi atunci formarea pozitronului ar părea misterioasă. De aceea, aici nu este posibilă o autodezintegrare ca cea care are loc în cazul neutronului nestabil. Ceva mai mult, nucleul atomic care participă la acest proces trebuie să contribuie măcar cu atîta energie cîtă este necesară ca să ia naştere o pereche electron-pozitron. Atunci electronul reacţionează cu protonul şi pozitronul rămîne pe dinafară (fig. 155). Astfel se poate scrie ecuaţia

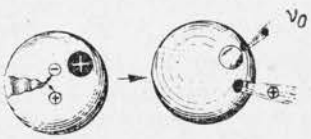


Fig. 155. Proces β^+.

$$p + e^- + e^+ \rightarrow n + e^+ + \bar{\nu}. \qquad (63)$$

Se vede din această ecuaţie că procesul β^+ al unui nucleu radioactiv artificial este posibil numai atunci cînd în nucleul iniţial există un prisos de energie de cel puţin 1 MeV faţă de nucleul final.

12.7. Energia de legătură pe nucleon

Calculul energiei de legătură a nucleelor atomice efectuat la p. 171 poate fi aplicat sistematic la toate nucleele cunoscute. Cu acest prilej se constată că defectul de masă şi, deci şi energia de legătură, devine din ce în ce mai mare pe măsură ce masa atomică sporeşte. Deosebit de interesant este să se calculeze ce canti-

tate din energia totală de legătură revine fiecărei particule nucleare. La heliu dăm peste energia de $\frac{28,3}{4} \approx 7$ MeV. În general rezultă că la atomii grei:

energia de legătură este în medie de circa 8 MeV pe fiecare nucleon.

Pentru consideraţiile ce vor urma, este important să se cunoască exact cum variază energia de legătură ce revine unui nucleon în funcţie de masa atomică.

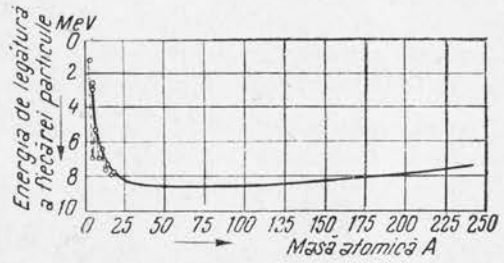


Fig. 156. Variaţia energiei de legătură în MeV, raportată la fiecare particulă nucleară (nucleon, adică proton sau neutron), în funcţie de masa atomică a întregului nucleu.

Se obţine atunci curba reprodusă în fig. 156. Se observă că energia de legătură a unui nucleu, spre deosebire de cea a particulelor individuale încă necontopite, are semnul minus, căci este vorba de o energie care trebuie să fie cedată în afară cu prilejul formării nucleului, deci de un deficit de energie.

Curba din fig. 156 arată că energiile de legătură cresc foarte mult pînă la o masă atomică de aproximativ 60 şi apoi scad, din nou, încet. În special această ramură puţin ascendentă a curbei este de o importanţă hotărîtoare pentru obţinerea energiei prin fisiune nucleară.

13. Constituţia şi structura nucleelor atomice

13.1. Forţele nucleare

Legătura reciprocă dintre învelişul negativ al atomului şi nucleul pozitiv al acestuia se bazează pe atracţia electrostatică, ce ascultă de legea lui Coulomb. Forţa coulombiană între sarcinile de acelaşi fel se manifestă, însă, sub formă de respingere şi de aceea se pune o problemă importantă: cum pot sta la un loc nucleonii în nucleu? Atracţia universală a maselor, al cărei efect

în viaţa de toate zilele este forţa de gravitaţie, nu poate fi luată în considerare în acest caz, deoarece ea este inferioară, ca ordin de mărime, forţei electrice de respingere. Prin urmare, trebuie să existe forţe de altă natură, care stabilesc legătura între particulele pozitive şi cele neutre ale nucleului. Ele se numesc *forţe nucleare*.

În primul rînd ne atrage atenţia valoarea extrem de mică a razei de acţiune a forţelor nucleare. Din experienţele de împrăştiere rezultă că ea este de aproximativ $1,5 \cdot 10^{-13}$ cm. La depărtarea de $2 \cdot 10^{-13}$ pînă la $3 \cdot 10^{-13}$ cm de la centrul nucleului, forţele nucleare nu mai acţionează. Forţa coulombiană scade numai treptat şi anume invers proporţional cu pătratul distanţei pînă la nucleul atomului. Domeniul de acţiune al forţelor nucleare, din contră, se termină aproape brusc.

Să ne gîndim încă o dată la groapa de potenţial reprezentată în fig. 146. Căderea aproape verticală a pereţilor interiori ai gropii arată că efectul forţelor nucleare începe să se producă instantaneu, pe cînd peretele exterior, cu panta sa mai mult sau mai puţin dulce, reprezintă modul treptat cum scade intensitatea forţei coulombiene.

De aceea, trebuie să se elaboreze teorii complet noi pentru explicarea legăturii reciproce dintre nucleoni. Să ne amintim cu acest prilej de procesele ciudate prin care neutronul se poate transforma într-un proton (47), iar protonul într-un neutron (63). Nu ar fi natural să admitem că, în fond, neutronul şi protonul reprezintă doar o singură particulă? Cele două particule menţionate ar fi atunci numai două stări diferite ale unuia şi aceluiaşi nucleon. Pornind de la această idee, H e i s e n b e r g şi oamenii de ştiinţă sovietici I. T a m m şi D. I v a n e n k o [1]) au emis independent unii de alţii ideea unei forţe de schimb.

Forţa de schimb se bazează pe o transformare reciprocă, succedîndu-se foarte rapid, a protonului şi neutronului.

La început, acest proces era conceput în modul următor:

1. Neutronul emite un electron şi un neutrino şi devine proton.
2. Protonul absoarbe aceste particule şi devine neutron.

$$n \rightarrow e^- + \nu + p,$$
$$p + e^- + \nu \rightarrow n.$$

[1]) Afirmaţia nu este absolut exactă. Heisenberg a emis ipoteza că neutronul şi protonul sînt stări ale aceleiaşi particule şi că forţele nucleare sînt forţe de schimb. Tamm şi Ivanenko au avansat ipoteza spunînd că paticulele schimbate sînt perechi electron-neutrino (1934) (N.Red.E.T.).

Ca la un joc de tenis extraordinar de rapid, electronul și neutrinul zboară încoace și încolo între cei doi nucleoni care se transformă alternativ din neutron în proton și invers. Calculele de mecanică ondulatorie conduc la rezultatul că astfel ia naștere o forță de atracție reciprocă, deoarece energia totală a acestui sistem cuplat este mai mică decît în cazul cînd particulele nu ar interacționa. Ca în toate cazurile din mecanică, însă, un sistem tinde întotdeauna să treacă în starea de energie minimă. Din păcate, nu este posibil să se facă direct inteligibil modul cum ia naștere forța de schimb. Prin natura sa, ea este înrudită cu legătura chimică veritabilă a doi atomi de același fel (p. 78) care stau legați prin schimbul reciproc de electroni și formează astfel o moleculă.

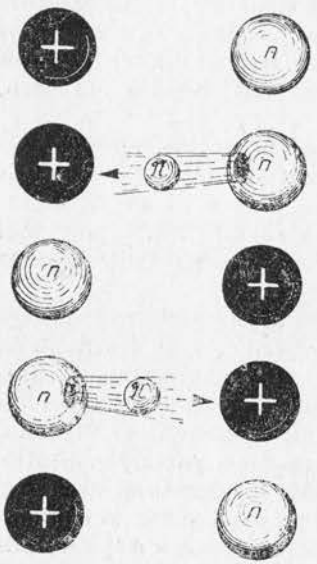


Fig. 157. Teoria mezonică a forței de schimb.

În anul 1935, fizicianul japonez Y u k a w a a făcut încă un pas mai departe. Calculele sale l-au condus la ipoteza că forțele de legătură care există între nucleoni se datoresc unui nou gen de particule elementare, a căror masă este de aproape 300 ori mai mare decît a electronilor. Ele au fost numite mai întîi *particule Yukawa*. După doi ani ele au fost descoperite și în radiațiile cosmice. Astăzi aceste particule se numesc *mezoni*. După cît se pare, particula Yukawa este identică cu mezonul π.

Conform acestei teorii, lucrurile stau astfel:

1. Neutronul se transformă, prin emiterea unui mezon π negativ, într-un proton (fig. 157).

2. Protonul se transformă, prin absorpția acestui mezon π negativ, într-un neutron.

În mod cu totul analog se pot construi și forțele de legătură dintre nucleonii de același fel, adică forțele proton-proton și neutron-neutron, în care caz apare un mezon neutru.

Pare însă îndoielnic că în realitate are loc un astfel de „joc de tenis". Mezonii se află în nucleu, probabil, nu sub formă de

particule, ci sub formă de cîmpuri de forțe. Ei există numai virtual, adică în stare de posibilitate, nu în mod real. [1])

Forțele nucleare sînt rezultatul schimbului de mezoni virtuali între nucleonii interesați.

Întreaga problemă este extraordinar de dificilă și nu trebuie nicidecum considerată ca rezolvată. Una dintre piedicile care se ridică în calea înțelegerii ei este cererea noastră omenească de a vedea intuitiv lucrurile și lipsa oricărei posibilități de a face comparație cu celelalte legi fizice cunoscute.

De lumea nucleelor atomice ne desparte, din cauza dimensiunilor ei extraordinar de mici, o distanță foarte mare. În nici un caz ea nu trebuie să fie considerată ca o imagine micșorată a macrofizicii cu care sîntem familiarizați. Problema pe care fizicienii se străduiesc să o rezolve în prezent este de a afla legile care guvernează această lume și a le traduce în limbajul noțiunilor noastre curente, obișnuite. [2])

13.2. Modelul în picătură al nucleului atomic

Dacă se calculează valoarea medie aproximativă a energiei de legătură pe nucleon, se observă că aceasta este cam la fel de mare pentru toate nucleele (p. 176). Ori de cîte ori se adaugă un nucleon (masa atomică crește) se pune în libertate o aceeași cantitate de energie. Forțele de legătură care acționează asupra unei particule se datoresc numai particulelor din imediata ei vecinătate. De aceea, se poate compara nucleul atomic cu o picătură de apă. Fiecare particulă de apă care se adaugă la picătură pune în libertate o aceeași cantitate de căldură de condensare (energia de legătură); forțele de coeziune (forțele nucleare) care stabilesc legătura acționează numai la o distanță extrem de mică. Așadar, *modelul în picătură* al nucleului, imaginat de G a m o w

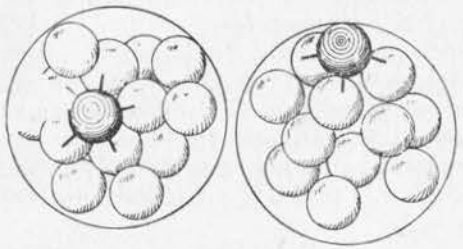
[1]) Și această afirmație a autorului necesită precizări. Caracterul „virtual" al particulelor nu se referă la „posibilitatea" lor, ci la posibilitatea observării lor directe. Particulele virtuale se manifestă în „structura nucleonului". Pentru amănunte expuse elementar a se vedea Iu.V. Novojilov, „Particule elementare", Editura Tehnică București, 1960. De altfel în concepția actuală deosebirea dintre cîmp și particulă nu este mare (N.Red. E.T.).

[2]) Acest lucru ar însemna o întoarcere la mecanicism! Scopul cercetărilor nu este de a înțelege nucleul prin noțiuni curente, ci invers a face „curente" acele noțiuni care sînt caracteristice nucleului. În secolul trecut noțiunea de „cîmp" a fost la fel de „necurentă" ca și particulele „virtuale" (N.Red.E.T.).

(în 1930), poate fi considerat ca o aproximaţie a realităţii foarte utilă pentru unele consideraţii. Cu ajutorul lui se pot interpreta, între altele, următoarele fenomene.

13.2.1. *Constituţia nucleelor uşoare*

La nucleele uşoare, energia medie de legătură ce revine fiecărui nucleon este mult mai mică decît la cele grele (fig. 156). Dacă particula se găseşte în interior, ea este înconjurată din toate părţile de vecini (fig. 158 *a*). La suprafaţa picăturii, din contră, se găsesc vecini numai în partea îndreptată spre interior (fig. 158 *b*). Prin urmare, un nucleon este aici legat mult mai slab. Dar cu cît un nucleu este mai mic, cu atît şi numărul de particule care se găsesc în interior este corespunzător mai mic. De aceea, energia mică de legătură a nucleelor uşoare este evidentă. Pentru menţinerea integrităţii picăturii este hotărîtoare în primul rînd forţa de legătură deosebit de puternică a diferitelor perechi proton-neutron. Dacă există în plus şi alţi neutroni, ei nu pot decît să dăuneze soliditătii întregii structuri. Această situaţie trebuie să se observe mai ales la nucleele mai uşoare. Aşa se explică de ce nucleele uşoare stabile conţin aproximativ şi deseori chiar exact acelaşi număr de protoni şi de neutroni. Acest lucru este confirmat de însuşi sistemul periodic al elementelor:



a) *b)*

Fig. 158. *a*) Legăturile unui nucleon în interiorul nucleului;
b) Idem, la suprafaţa nucleului.

$$^{4}_{2}\mathrm{He},\ ^{7}_{3}\mathrm{Li},\ ^{9}_{4}\mathrm{Be},\ ^{11}_{5}\mathrm{B},\ ^{12}_{6}\mathrm{C},\ ^{14}_{7}\mathrm{N},\ ^{16}_{8}\mathrm{O}\ \text{etc.}$$

Nucleele uşoare stabile sînt construite în marea lor majoritate din perechi proton-neutron.

13.2.2. *Constituţia nucleelor grele*

Pe măsură ce mărimea nucleului atomic creşte, se măreşte şi numărul de protoni, din care cauză respingerea electrică ce acţionează între protoni trece iarăşi pe primul plan. La nucleele mai mari, ea ar putea chiar să conducă la spargerea întregii structuri.

În sens contrar acţionează prezenţa unui număr sporit de neutroni suplimentari. De aceea, raportul Z/N dintre numărul protonilor şi cel al neutronilor scade de la o valoare iniţială 1/1 pînă la 1/1,6 la nucleele cele mai grele (fig. 159).

Fig. 159. Creşterea procentului de neutroni din nucleu pe măsură ce masa atomică a acestuia creşte.

Procentul de neutroni creşte pe măsură ce masa nucleului se măreşte.

Dacă vrem să folosim o comparaţie cu totul grosolană, putem să spunem în mod absolut general că neutronii reprezintă un fel de „chit" care ţine la un loc protonii, a căror tendinţă este să fugă unul de altul. Cu cît nucleul posedă mai mulţi protoni, cu atît forţa coulombiană de respingere este mai mare şi cu atît este necesar mai mult „chit de neutroni".

13.2.3. *Cauza radioactivităţii naturale*

Cu toate acestea, stabilitatea nucleului atomic scade tot mai mult pe măsură ce mărimea lui creşte. Acest lucru se poate vedea chiar după ramura lent ascendentă a curbei din fig. 156. El devine şi mai clar dacă se calculează energia de legătură a ultimilor 30 nucleoni care intră în constituţia nucleelor de la plumb $^{208}_{82}\mathrm{Pb}$ înainte. După cum se poate calcula din defectul de masă (vezi exemplul 2 de la p. 171), energia de legătură a $^{208}_{82}\mathrm{Pb}$ este de 1 632 MeV, iar cea a $^{238}_{92}\mathrm{U}$ de 1 796 MeV. Din această creştere, unui nucleon îi revine cantitatea de $\frac{1\,796-1\,632}{30}=5{,}5\mathrm{MeV}$.

Patru astfel de nucleoni pot forma împreună o particulă α, în care caz se pune în libertate o energie de legătură de $4\cdot5{,}5 = 22$ MeV. Din contră, dacă se formează o particulă α în afara nucleului, devine disponibilă, conform exemplului 1 de la p. 171, o energie de legătură de 28,3 MeV. (fig. 160 şi 161).

Există deci posibilitatea ca nucleele elementelor grele să conțină particule α care cu prilejul punerii lor în libertate ar căpăta o energie de (28,3—22) = 6,3 MeV. Așa și stau lucrurile căci aceste particule α sînt efectiv emise, iar energia calculată

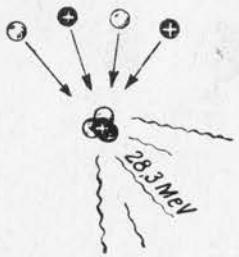


Fig. 160. Formarea unei particule α libere.

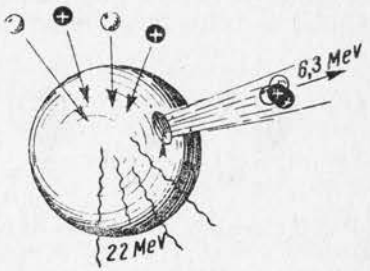


Fig. 161. Energia de legătură prea mică a ultimilor nucleoni dintr-un nucleu greu conduce la emisia unei particule α.

de 6,3 MeV este chiar energia cu care ele sînt expulzate din nucleu. Aceasta concordă ca ordin de mărime cu energiile particulelor α emise de substanțele radioactive.

Este de așteptat să nu mai găsim nuclee α — active cu mase mai mici de 210. Acest lucru se poate verifica și prin calcul direct.

Așadar emit radiații α numai nucleele ce au un număr de masă mai mare ca 210. *În general, nucleele mai ușoare nu pot emite radiații α* [1]).

13.2.4. *Evaporarea nucleonilor*

Deși reacțiile care au loc în timpul bombardării nucleelor atomice decurg foarte repede, ele sînt totuși procese care se desfășoară într-un interval de timp determinat, chiar dacă acest interval este nemăsurabil de scurt. Modul în care se desfășoară acest proces în fiecare caz în parte se sustrage observației directe. Totuși, există motive care ne fac să credem că, după pătrunderea particulei care produce ciocnirea, se formează mai întîi un *nucleu intermediar*, care, din cauza cantității mari de energie pe care o conține, se dezintegrează din nou în mai puțin de 10^{-12} s [1]). Astfel după toate probabilitățile procesul

$$^{7}_{3}\mathrm{Li}\ (\mathrm{p},\ \alpha)\ 2\ ^{4}_{2}\mathrm{He}$$

decurge în așa mod încît protonul care a pătruns în nucleu se unește cu un alt proton și cu doi neutroni ai nucleului și formează o particulă α. De-abia după aceea nucleul intermediar $^{8}_{4}$Be se dezintegrează în două particule α după ecuația:

$$^{7}_{3}\mathrm{Li} + ^{1}_{1}\mathrm{p} \rightarrow ^{8}_{4}\mathrm{Be} \rightarrow 2\ ^{4}_{2}\mathrm{He}.$$

Dacă la baza considerațiilor noastre luăm modelul picăturii, rezultă următorul tablou. Cînd se bombardează nucleul cu o singură particulă, energia sa cinetică poate fi considerată ca o „căldură“ ce provoacă o „încălzire“ locală în punctul unde particula lovește nucleul. Datorită schimbului puternic ce are loc între particulele nucleare, „căldura“ se va răspîndi repede în întreaga picătură, astfel încît „temperatura“ sa trebuie să crească (fig. 162). S-a calculat că odată cu captarea unui nucleon temperatura nucleului se ridică la circa 10^{10} (10 miliarde) grade, ceea ce corespunde energiei sale de legătură de 8 MeV. Această temperatură este de 100 ori mai ridicată decît cele mai înalte temperaturi din interiorul stelelor.

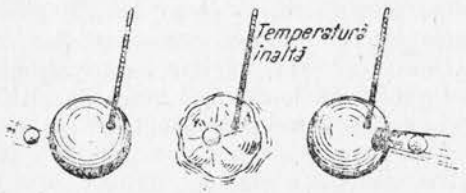


Fig. 162. Ipoteza nucleului intermediar la reacțiile nucleare.

Ca și în cazul mișcărilor termice dezordonate ale moleculelor energia cinetică a unei particule individuale poate deveni așa de mare, încît particula străbate suprafața nucleului și se evaporă întocmai ca moleculele unei picături de apă. Consumarea căldurii

[1]) Dintre puținele excepții face parte $^{152}_{62}$Sm.

[1]) Acesta este un model intuitiv pentru așa-numita „teorie statistică a reacțiilor nucleare“. Raționamentele de mai jos nu descriu decît o latură a fenomenului. În același sens, noțiunea de „temperatură“ este convențională (N.Red. E.T.).

de vaporizare face să scadă temperatura picăturii în așa măsură, încît emisia unei alte particule devine imposibilă din punct de vedere energetic. Este chiar posibil să se calculeze „căldura specifică" a nucleului după „fierberea" suprafeței sale.

Modelul picăturii are însă și lipsurile sale. Cînd energia proiectilelor nucleare este deosebit de mare, nu există timp suficient pentru distribuirea căldurii în tot nucleul. Nucleonul ciocnit este proiectat afară din nucleu înainte de a putea transmite mai departe energia sa.

13.3. Momentul cinetic al nucleelor atomice

În paragraful 2.1.2. am vorbit pe larg despre momentul cinetic și spinul electronilor și despre importanța lor pentru structura învelișului atomilor. Cercetîndu-se spectrele de linii cu aparate cu putere de rezoluție foarte mare, s-au observat particularități extraordinar de fine (structura hiperfină a liniilor spectrale), care se pot explica dacă se admite că și particulele nucleare au atît moment cinetic orbital cît și spin. Din aceste motive, nucleonii nu reprezintă simple îngrămădiri în nucleul atomic, ci se mișcă pe niște orbite și se pot roti în jurul axei proprii[1]). De sigur că nu se poate dovedi direct dacă aceste mișcări au loc în realitate, ori dacă nucleul se rotește sau nu ca un tot. Poate că nucleonii au numai niște mișcări de vibrație. În orice caz, calculele se fac ca și cum nucleul s-ar roti, căci la urma urmelor se urmărește să se obțină o aproximație cît mai bună a realității. Există pînă acum nu numai destule fapte care pledează în favoarea existenței acestor mișcări, ci și legi care permit să se facă aprecieri concrete asupra valorii momentului cinetic nuclear.

În acest scop servesc următoarele legi.

1. Momentul cinetic total se compune din momentul cinetic orbital și din spinul diferiților nucleoni.

2. Fiecare nucleon are, ca și electronul, un spin egal cu $\frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$ (p. 66).

3. Momentul cinetic total al nucleului este un multiplu întreg

[1]) Aici se face din nou apel la imagini intuitive, care descriu numai aproximativ fenomenele. „Orbite" și „rotație în jurul axei" nu au sens pentru particule atomice și subatomice (N.Red.E.T.).

de $\frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$. Dacă se notează cu I numărul cuantic al momentului cinetic al nucleului[1]), I poate lua valorile $0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2, \ldots, \frac{9}{2}$.

4. Momentele cinetice a cîte doi protoni sau doi neutroni se compensează reciproc, adică dau de fiecare dată cantitatea totală $I = 0$. Urmează de aici că:

5. Momentul cinetic total al nucleului este determinat de nucleonii nepereche.

Cîteva exemple vor ilustra cele de mai sus.

Exemple.

1. Nucleul $^{4}_{2}\mathrm{He}$ are momentul cinetic total $I = 0$, (legea 4).
2. Nucleul $^{10}_{5}\mathrm{B}$ are momentul cinetic total $I = 1$ (doi nucleoni nepereche).
3. Nucleul $^{11}_{5}\mathrm{B}$ constă din 3·2 neutroni, 2·2 protoni (momentul cinetic total $I = 0$) și un proton nepereche, care dau cantitatea totală $I = \frac{3}{2}$.

De acest moment cinetic *mecanic* este legat și un moment *magnetic* al nucleonilor și deci al întregului nucleu. Ca mărime de referință servește *magnetonul nuclear*, care din cauza masei mari a nucleonului este de 1836 ori mai mic decît magnetonul Bohr (p. 34). Spre deosebire de ceea ce se întîmplă la învelișul de electoni, aceste momente magnetice nu sînt multipli întregi ai unei cantități fundamentale. Aceasta se datorește interacțiunii dintre proton și neutron cauzată de mezoni (forțele nucleare p. 176), în urma căreia la momentul magnetic propriu-zis al protonului se mai adaugă o parte din cel al mezonului.

La prima vedere pare absurd să se atribuie un moment magnetic și neutronului, care nu are sarcină electrică. De altfel neutronul ca atare nici nu poate avea un astfel de moment. Dar nu trebuie să se uite că neutronul nu este o particulă de sine stătătoare, ci absoarbe și emite în permanență mezoni care transmit neutronului o parte din momentul lor magnetic.

13.4. Sistematizarea nucleelor

În numeroase exemple am întîlnit pînă acum cele mai diferite nuclee atomice, ușoare și grele, natural și artificial radioactive, precum și nuclee care nu pot să sufere nici o modificare spontană. Se pune deci întrebarea: în ce măsură se poate spune anticipat ceva despre stabilitatea unui nucleu pe baza compoziției lui?

[1]) Măsurat în unități $\hbar = h/2\pi$ (N.Red.E.T.).

Poate că ar fi posibil să se răspundă la această întrebare în fiecare caz particular, dacă ar exista o teorie definitivă a structurii nucleului. Din păcate, această teorie este încă în faza incipientă. Față de teoria învelișului atomului, care poate explica în mod aproape perfect coerent toate proprietățile chimice și fizice ale substanțelor, nu există încă o teorie a structurii nucleului cît de cît exactă

În primul rînd se pune problema ordonării legilor care se detașează din marea mulțime de date experimentale. Numai de aici pot rezulta punctele de reper pentru o viitoare teorie a nucleului.

Pentru a înlesni cuprinderea problemei într-o privire generală, nucleele atomice se împart în următoarele 4 tipuri:

Tipul	Structura
pp	Număr par de protoni + număr par de neutroni Exemplu: $^{16}_{8}O$ = 8 protoni + 8 neutroni
pi	Număr par de protoni + număr impar de neutroni Exemplu: $^{9}_{4}Be$ = 4 protoni + 5 neutroni
ip	Număr impar de protoni + număr par de neutroni Exemplu: $^{107}_{47}Ag$ = 47 protoni + 60 neutroni
ii	Număr impar de protoni + număr impar de neutroni Exemplu: $^{14}_{7}N$ = 7 protoni + 7 neutroni

Tipul pp se remarcă prin stabilitate și abundență deosebit de mari.

80 % din scoarța Pămîntului constă din nuclee *pp:* $^{16}_{8}O$, $^{24}_{12}Mg$, $^{28}_{14}Si$, $^{40}_{20}Ca$, $^{48}_{22}Ti$, $^{56}_{26}Fe$. Din totalul de 274 nuclee stabile cunoscute, 162 sînt de tipul *pp* (fig. 163).

Mai puțin frecvente și stabile sînt tipurile pi și ip.

Numai 56 (*pi*), respectiv 52 (*ip*), dintre cele 274 nuclee stabile, fac parte din această categorie.

Nucleele stabile de tipul ii sînt rare.

Există numai 5 nuclee stabile: $^{2}_{1}D$, $^{6}_{3}Li$, $^{10}_{5}B$, $^{14}_{7}N$ și $^{50}_{23}V$. Toate nucleele de tip *ii* de la $Z = 9$ în sus sînt β — active, cu excepția celui din urmă.

Alte reguli importante

1. Există nuclee stabile numai pînă la numărul de ordine 83 (Bi). Pînă la acest număr există pentru fiecare număr de ordine cel puțin un nucleu stabil (excepții: $^{99}_{43}Tc$ și $^{145}_{61}Pm$). De la $Z = 84$ în sus toate nucleele sînt radioactive.

2. Regula izotopilor a lui Aston: elementele cu număr de ordine impar au cel mult doi izotopi stabili, iar elementele cu număr de ordine par au adesea mai mult de doi.

3. Nucleele de tipul *pi* și *ip* au numai cîte un izotop stabil.

4. Nucleele stabile cu număr de masă par sînt întotdeauna de tipul *pp* (fac excepție nucleele menționate mai sus sub *ii*).

5. Regula izobarilor a lui Mattauch: dintre 2 izobari ale căror numere de ordine diferă cu 1, unul este întotdeauna nestabil (fig. 164).

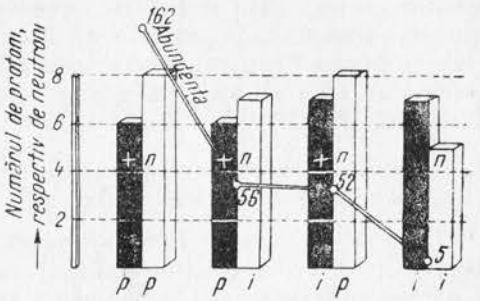


Fig. 163. Cele 4 tipuri de nuclee și numărul izotopilor lor stabili.

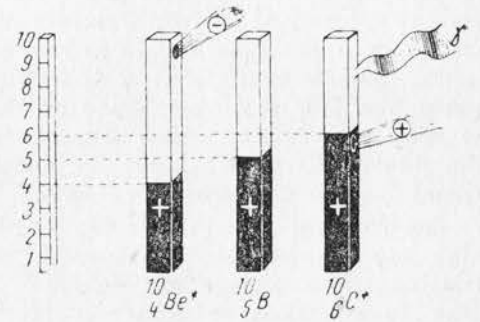


Fig. 164. Regula izobarilor a lui Mattauch. Dacă $^{10}_{5}B$ este stabil, cele două nuclee vecine cu el trebuie să fie radioactive.

Exemplu. „Elementele noi" $^{99}_{43}Tc$, $^{145}_{61}Pm$, $^{210}_{85}At$ și $^{283}_{87}Fr$ sînt nestabile, deoarece există întotdeauna un element vecin izobar stabil.

13.5. Modelul în pături al nucleului atomic

Pe baza periodicității izbitoare a proprietăților chimice și fizice ale elementelor, Mendeleiev a întocmit sistemul periodic care îi poartă numele. În construcția acestui sistem se oglindește structura învelișului atomic. După cum ne amintim, diferitele pături ale învelișului sînt ocupate, în ordinea lor succe-

sivă, de 2, 8, 18, 32 etc. electroni. Prin completarea unei astfel de pături, ia naştere întotdeauna un atom deosebit de stabil, de tipul gazelor nobile, şi multe reacţii chimice decurg în aşa fel încît se ajunge tocmai la o asemenea stare stabilă. Este deci natural să se caute şi pentru nucleele atomice anumite numere care să corespundă la anumite stări stabile ale nucleelor şi să ofere puncte de reper pentru o periodicitate asemănătoare în construcţia nucleului. Astfel au fost găsite aşa-numitele *numere magice*: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126.

Nucleele cu aceste numere de protoni sau de neutroni se găsesc în natură deosebit de abundent.

Cînd se vorbeşte aici de „abundenţă", prin aceasta nu se înţelege proporţia cantităţilor, mai mult sau mai puţin întîmplătoare a elementelor, respectiv a nucleelor, în natura care ne înconjoară nemijlocit.

Din masa totală a globului pămîntesc noi cunoaştem numai stratul superior al scoarţei Pămîntului; acest strat în comparaţie cu mărimea Pămîntului este foarte subţire şi, ca atare, ne oferă o imagine cu totul falsă a distribuţiei reale a elementelor în ansamblu. Informaţii mai bune ne dau compoziţia meteoriţilor şi spectrele stelelor. Prin urmare, trebuie să avem în vedere distribuţia diferitelor feluri de nuclee în totalitatea spaţiului cosmic, adică *abundenţa lor cosmică*.

De exemplu este izbitor faptul că nucleele $^{4}_{2}$He, $^{16}_{8}$O şi $^{40}_{20}$Ca sînt atît de abundente. Numerele de protoni şi de neutroni conţinuţi de aceste nuclee corespund primelor 3 numere magice. Dau de asemenea de gîndit şi numărul foarte mare al celor 5 nuclee stabile cu $N = 20$ şi 28, al celor 6 nuclee stabile cu $N = 50$ şi al celor 7 cu $N = 82$. Elementul cu numărul cel mai mare de izotopi este zincul, cu $Z = 50$. Este iarăşi remarcabil că plumbul cu 82 protoni apare ca termen final al tuturor celor trei serii naturale de dezintegrare şi nu mai puţin faptul că cel mai frecvent izotop al plumbului $^{208}_{82}$Pb, precum şi termenul final al seriei radioactive, a neptuniului $^{209}_{83}$Bi, conţin fiecare cîte 126 neutroni.

Prin urmare, există motive serioase să se admită că, în nucleu, nucleonii sînt grupaţi în pături. La atomul întreg proprietăţile chimice şi optice sînt determinate de electronii care se învîrtesc în afara unei pături închise. Proprietatea menţionată la p. 185, anume că momentul cinetic şi momentul magnetic al întregului nucleu provin numai de la ultimii nucleoni nepereche,

este o indicaţie că ipoteza nucleonilor care se învîrtesc pe orbite, şi în jurul axei proprii s-ar potrivi perfect.

Foarte bine se încadrează în această teorie şi nucleele $^{17}_{8}$O, $^{87}_{36}$Kr şi $^{137}_{54}$Xe, care se dezintegrează emiţînd neutroni. Ele posedă, în afară de păturile închise de 8, 50, respectiv 82 neutroni, încă un neutron izolat, care este expulzat cu uşurinţă. Acesta corespunde exact cu comportarea metalelor alcaline, al căror electron de valenţă slab legat poate fi pierdut extraordinar de uşor.

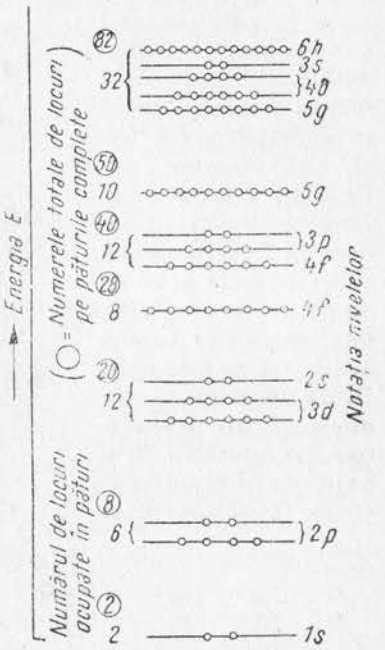


Fig. 165. Completarea păturilor de protoni, respectiv de neutroni, ale nucleului pînă la numărul magic 82.

Cam astfel s-a dezvoltat următoarea imagine a structurii în pături a nucleelor. În mod similar cu aranjamentul electronilor în învelişul atomului, rezultînd din cele 4 numere cuantice şi din principiul lui Pauli, şi structura nucleelor este determinată tot de 4 numere cuantice. Pentru neutroni şi protoni este valabilă cîte o schemă de nivele separată, dar în fond schemele sînt identice. Fiecare din aceste scheme cuprinde mai multe pături, care sînt ocupate de un număr de nucleoni crescînd de jos în sus. Păturile se descompun în nivele de energie, care sînt comparabile cu orbitele electronice ale lui Bohr. Ordinea în care se succed aceste nivele diferă de aceea din învelişul electronic. Astfel, de exemplu, după nivelul $1s$ urmează imediat $2p$, pe cînd $2s$ apare de abia în pătura a treia.

În fig. 165 este reprezentată schematic această structură. Se recunoaşte existenţa diferitelor pături prin faptul că, în anumite grupe, stările de energie sînt situate mai aproape una de alta, iar aceste grupe sînt despărţite una de alta prin distanţe mai mari.

Deocamdată nu se poate spune prea mult despre modul în care sînt aranjate păturile şi nici dacă este vorba de un adevărat sistem de nucleoni care se învîrtesc pe orbite şi în jurul axei lor,

ca, de exemplu, în modelul de atom al lui Bohr[1]). În acest caz, nucleonii ar trebui să se învîrtească în jurul centrului nucleului. Aceasta este numai o concepţie teoretică, ce n-are nici o pretenţie că reprezintă realitatea. Scopul ei este doar să încadreze diferitele fapte individuale într-o schemă provizorie la care se mai pot aduce multe îmbunătăţiri. Numai dacă se face această rezervă se pot înţelege fig. 166 şi 167 (compară cu fig. 63). Totodată trebuie să se aibă în vedere că fiecare nucleu conţine două sisteme de pături de acest fel, unul pentru protoni şi altul pentru neutroni. Dintr-un grup de doi nucleoni care se învîrtesc pe o orbită, trebuie ca fiecare nucleon, conform prin-

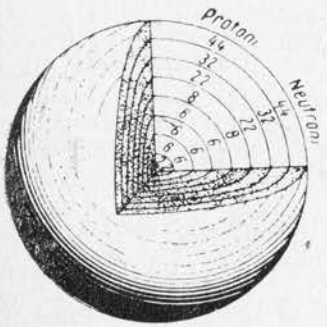


Fig. 166. Structura completă a păturilor nucleare.

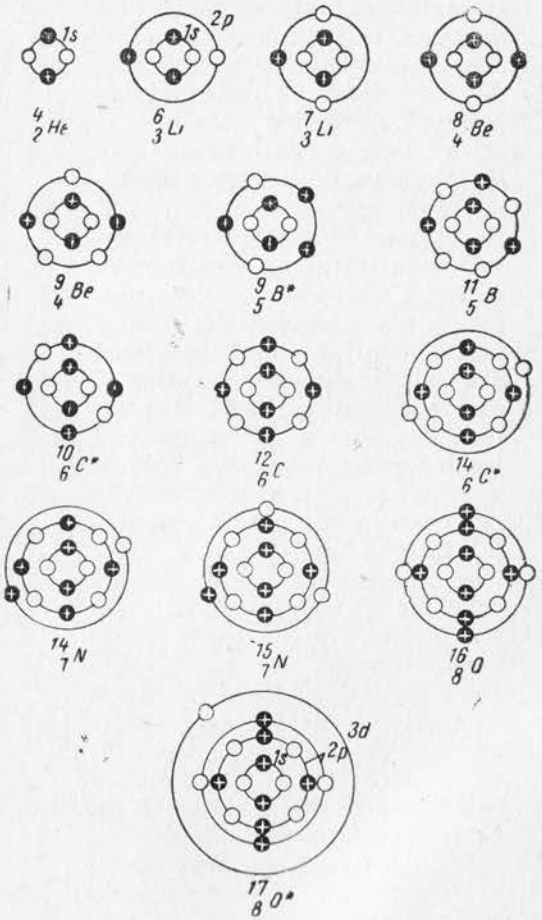


Fig. 167. Modelele în pături ale cîtorva nuclee atomice.

[1]) În lumina mecanicii cuantice, care guvernează mişcarea particulelor, această întrebare nu are prea mult sens (N.Red. E.T.).

cipiului lui Pauli, să fie de spin contrar celuilalt. De aici rezultă de la sine stabilitatea şi frecvenţa deosebite ale nucleelor *pp*.[1])

Deocamdată însă modelul picăturii şi modelul în pături se cam contrazic reciproc. Unul porneşte de la o acumulare fără o structură precisă a particulelor îngrămădite strîns una într-alta şi în strînsă interacţiune; celălalt susţine existenţa unor mişcări orbitale şi de spin aproape nestingherite şi a unor pături necompletate, aşa încît se poate crea impresia unei construcţii relativ puţin coerente. Poate că adevărul se găseşte la mijloc, între aceste două concepţii.

14. Fisiunea nucleară

14.1. Descoperirea fisiunii nucleare

Fizicianul italian F e r m i a fost primul care şi-a dat seama că neutronii trebuie să fie excelenţi pentru bombardarea nucleelor, deoarece pentru particule neutre din punct de vedere electric nu există barieră de potenţial, care să-i respingă.

El şi colaboratorii săi au reuşit în scurt timp să obţină în modul acesta un mare număr de izotopi radioactivi. La elementele grele, neutronul părea că rămîne fixat în nucleul bombardat, care după aceea emitea radiaţii β^-. În consecinţă, masa atomică precum şi numărul de ordine trebuiau să se fi mărit cu o unitate. Aceste experienţe reuşeau deosebit de uşor cînd neutronii erau frînaţi pînă la o viteză redusă prin ciocniri prealabile cu nuclee de hidrogen. Cînd, în cele din urmă, F e r m i a extins aceste experienţe pînă la uraniu, s-au descoperit produse de reacţie care se deosebeau din punct de vedere chimic de uraniu şi de vecinii săi inferiori. Părea de asemenea exclus să poată fi vorba de elemente şi mai uşoare, deoarece la toate transmutaţiile nucleare efectuate pînă atunci se găsiseră întotdeauna numai izotopi ai elementului iradiat sau ai celor

[1]) Alte amănunte pentru fundamentarea modelului în pături în legătură cu sistematizarea nucleară se pot găsi în „Большая Советская Энциклопедия“ la „Nucleul Atomic“, „Energia Atomică“, ediţia a II-a, vol. III, Государственное Научное Издательство.

Fig. 168. Otto Hahn (născut în 1879).

mai apropiaţi vecini ai acestuia. Aşadar, singura concluzie care se putea trage era că nu putea fi vorba decît de elemente cu numărul de ordine 93 şi 94, ale căror nuclee trebuiau să fie mai grele decît acela al uraniului. Ele au fost numite elemente *transuraniene*.

Cînd oamenii de ştiinţă germani Otto Hahn, Fritz Strassmann şi Lise Meitner au repetat apoi experienţele lui Fermi, ei au putut nu numai să confirme această bănuială, ci au găsit chiar în plus, în anii 1935 — 1938, reprezentanţi radioactivi ai unor elemente cu numere de ordine pînă la 96. Atunci, însă, au apărut comunicările lui Curie şi Savici asupra unei noi substanţe care luase naştere prin iradierea uraniului cu neutroni. Ea avea timpul de înjumătăţire de 3,5 ore şi s-a dovedit că face parte, din punct de vedere chimic, din pămînturile rare. Hahn şi Strassmann au supus şi această substanţă unui examen aprofundat şi au găsit, în toamna anului 1938, că acest corp cu timpul de înjumătăţire de 3,5 ore reprezenta probabil un amestec complicat de diferite elemente. El conţinea în primul rînd mai multe metale alcalino-pămîntoase radioactive care se transformau la rîndul lor în pămînturi rare.

Mai întîi, analiza chimică a indicat că ar fi vorba de radiu şi de izotopi ai radiului. Dar ceea ce părea ciudat era faptul că acest radiu nu se putea separa de bariu prin mijloacele cunoscute. După experienţe anevoioase de control, cei trei oameni de ştiinţă au ajuns în fine, la 22 decembrie 1938, la certitudinea că era vorba în realitate chiar de bariu. Dar în acest caz însemna că nucleul de uraniu se dezintegrase în două fragmente, dintre care s-a constatat curînd că al doilea este cripton. Ambele sarcini nucleare adunate dădeau 92. Astfel a fost făcută dovada unui gen cu totul nou de procese nucleare: descompunerea sau fisiunea unui nucleu greu în două părţi. Descoperirea *fisiunii nucleare* a făcut mare

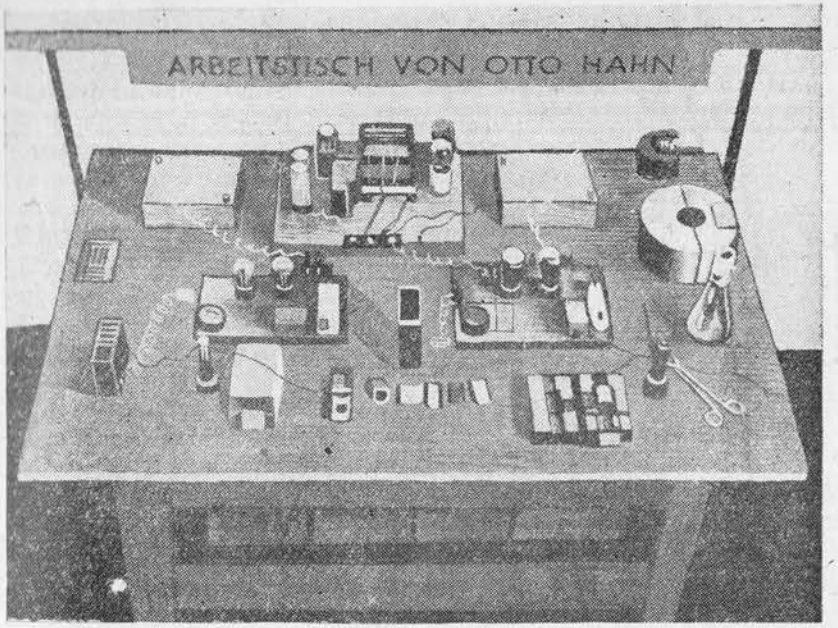


Fig. 169. Masa de lucru a lui Otto Hahn (expusă în „Deutsches Museum" din München).

La dreapta în faţă: contor îmbrăcat în plumb, *la dreapta în fund*: bloc rotund de parafină pentru frînarea neutronilor; *la mijloc în fund*: amplificator de impulsuri; *sub masă*: baterii anodice pentru alimentarea contorului.

senzaţie printre toţi fizicienii atomişti. În laboratoarele din multe ţări au început imediat cercetări mai aprofundate asupra acestui fenomen.

Fisiunea nucleară este dezintegrarea, declanşată prin absorpţia unui neutron, a unui nucleu atomic greu în două fragmente, de obicei de mase diferite, ale căror numere de ordine dau împreună numărul de ordine al nucleului iniţial.

Curînd după aceea s-au găsit numeroase alte posibilităţi de dezintegrare a uraniului. Întotdeauna cele două produse de fisiune respective dădeau în total numărul de ordin 92. Dintre ele făceau parte şi substanţele care pînă atunci erau considerate ca elemente transuraniene. Eroarea iniţială condusese la o descoperire a cărei importanţă colosală urma să se dovedească repede.

14.2. Uraniul

În modul acesta s-a plasat deodată în primul plan al interesului general un metal care pînă atunci era întrebuințat numai în scopuri secundare (glazuri, sticle colorate, chimicale, fixatori). Uraniul este un metal greu, nenobil, argintiu, ce are densitatea 18,69 g/cm³ și care se topește la 1 850°C. El a fost descoperit în 1786 și botezat după numele planetei Uranus, descoperită în 1781. K l a p r o t h, însă, nu preparase decît bioxidul de uraniu, de culoare neagră, pe care-l credea în mod eronat că este însuși uraniul. În 1841, francezul P é l i g o t a reușit să obțină, prin reducere, metalul pur. Masa atomică a acestuia, care pînă atunci fusese stabilită la 120, a fost fixată oarecum corect la 240, abia de M e n d e l e e v.

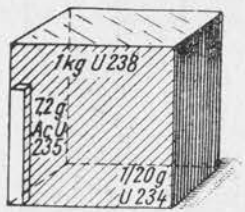


Fig. 170. Compoziția uraniului natural.

S-a constatat după puțin timp că la fisiunea uraniului natural participă aproape exclusiv *izotopul Ac U*-235 (*actinouraniu*). Acest izotop extrem de important este conținut în toate minereurile de uraniu ca însoțitor permanent al uraniului-238 obișnuit, dar din păcate numai în raportul cantitativ redus de 1 : 140 (fig. 170). El este numit de cele mai multe ori actinouraniu, deoarece este elementul inițial al seriei uraniu — actiniu (tabloul 3, p. 98).

T a b e l a 15. **Izotopii uraniului**

Notația	Numărul de masă	Abundența relativă, %	Originea	
U I	238	99,274	Termenul inițial al seriei uraniu-radiu	se găsesc în uraniul natural
Ac U	235	0,72	Termenul inițial al seriei actiniului	
U II	234	0,005 2	Termen de dezintegrare al seriei uraniu-radiu	
Np U	233	—	Transmutație artificială a toriului	

Pe lîngă alte minerale, cele mai importante minereuri de uraniu sînt *pechblenda* un mineral negru, cu luciu de smoală, conținînd 30...60 % uraniu, și *carnotitul* compus din granule cristaline galbene de vanadat de uranil și potasiu cu un conținut de uraniu de circa 50 %. Cele mai mari zăcăminte de astfel de minereuri se găsesc în Canada, în Congo, U.S.A., Australia, U.R.S.S. și Africa Britanică. În R.D.G. se extrag pechblendă din Erzgebirge și șisturi uranifere din silurianul superior de lîngă Gera-Ronneburg. De altfel, uraniul este destul de răspîndit în concentrații foarte mici în apa de mare. Fiecare tonă de granit obișnuit conține circa 4 g uraniu distribuit sub formă de particule fine. Este tehnicește încă imposibilă extragerea sa din această rocă. Prețul uraniului metalic a fost fixat, la Conferința de la Geneva din 1955, la 40 dolari kilogramul. Un kilogram AcU-235 pur ar costa, în schimb, cel puțin 100 000 DM.

14.3. Procesul de fisiune nucleară

Dacă se consideră nucleul ca o picătură sferică (p. 179), el are forma care conține cea mai mică energie superficială posibilă. Pentru a-l alungi sau chiar a-l împărți în două, trebuie să se consume lucru mecanic, deoarece prin aceasta se ajunge la o mărire a suprafeței sale. Un neutron care pătrunde în nucleu aduce însă cu sine atîta energie, încît nucleul se deformează și vibrează ca o masă elastică. Cu acest prilej, nucleul intermediar $^{236}_{92}U$ ia temporar forma unei haltere (fig. 171). Dat fiind că nucleul ca

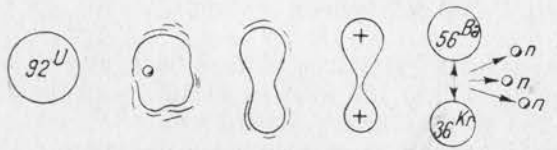


Fig. 171. Modelul în picătură pentru fisiunea nucleară.

un tot este încărcat pozitiv, se pot forma astfel două centre pozitive separate, care se resping reciproc din cauza sarcinilor lor de același semn. Nucleul se gîtuie complet, se rupe în două părți, iar fragmentele se separă cu mare viteză unul de altul.

Lucrurile se vor petrece în special în modul acesta atunci cînd încă de la început stabilitatea nucleului nu este prea mare. De aceea sînt periclitate mai ales nucleele de tipul *pi*, adică nucle-

ele cu număr de masă impar. Se mai adaugă și faptul că probabil cele mai grele nuclee, după cum arată măsurările electrice, nu sînt riguros sferice, ci puțin elipsoidale, ceea ce înlesnește ruperea lor. Pentru fisionarea lor sînt suficienți chiar neutroni foarte

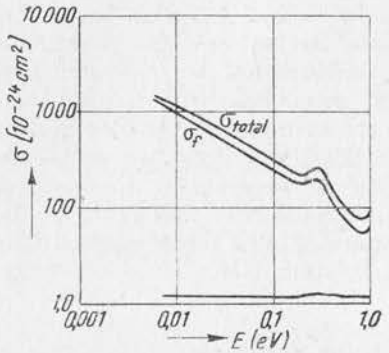


Fig. 172. Secțiunea totală și de fisiune pentru uraniu—235 între 0,01 și 1 eV.

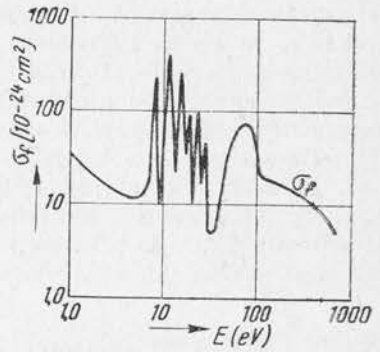


Fig. 173. Secțiunea de fisiune pentru plutoniu—239 între 1 și 1000 eV.

lenți. În acest scop este suficientă energia de legătură de aproximativ 7 MeV care se eliberează prin simpla depunere a neutronului pe nucleu.

Sînt ușor fisionabile prin neutroni lenți și rapizi nucleele izotopului natural al uraniului AcU-235, precum și izotopii artificiali U-233 și plutoniu Pu-239.

Comportarea acestor doi izotopi față de neutronii termici se vede clar din fig. 172 și 173, care reprezintă secțiunea de fisiune pentru AcU-235 și Pu-239 la diferite viteze.

Cu neutroni de foarte mare viteză (cu energie cinetică de cel puțin 1,1 MeV), adică cu așa numiții *neutroni rapizi*, se poate fisiona și nucleul *pp* de U-238, precum și toriul 239. Cu proiectile de sute de megaelectron-volți s-a reușit și fisionarea nucleelor ușoare. Însă aceste cazuri nu interesează din punct de vedere al valorificării practice (producere de energie), deoarece decurg endoterm.

Cu atît mai importantă este descoperirea oamenilor de știință sovietici F l e r o v și P e t r j a k. Ei au constatat că AcU-235 se poate fisiona și spontan, adică de la sine.

Fisiunea spontană este o fisiune ce se produce la nucleele atomice grele, de la sine.

Deși acest proces are loc numai rareori (la AcU-235 el corespunde unui timp de înjumătățire de 10^{14} ani) totuși el are mare importanță practică. Și în U-238 se pare că are loc o fisiune spontană cu timpul de înjumătățire de 10^{17} ani. Aceasta explică de ce sistemul periodic al elementelor se termină cu uraniu. Dacă în timpurile preistoriei Pămîntului vor fi existat și elemente mai grele, ele s-au dezintegrat între timp de mult în nuclee mai ușoare prin radioactivitate și fisiune spontană.

14.4 **Produsele de fisiune**

Este greu de presupus că nucleul de uraniu se fisionează întotdeauna exact în două părți egale. Cînd în urma vibrațiilor mai sus menționate nucleul se rupe, distribuția maselor între cele două fragmente depinde, de sigur, de întîmplare. Dacă ar fi însă așa, dintre toate modurile de fisiune tocmai împărțirea exact în două ar trebui să se producă cu probabilitatea cea mai mare. Dacă se aranjează fragmentele care rezultă din fisiunea uraniului după cantitatea lor relativă, rezultă curba dată în fig. 174. Contrar așteptărilor, împărțirea exact în două părți egale se produce mai rar. În schimb, sar în ochi cele două maxime din jurul numerelor de masă 95 și 140. Aceasta înseamnă că, în cele mai multe cazuri, masele celor două fragmente se găsesc între ele în raportul de aproximativ 2/3.

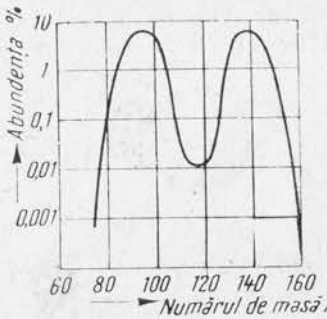


Fig. 174. Abundența produselor de fisiune pentru neutroni termici.

L i s e M e i t n e r a găsit explicația pe cît de interesantă pe atît de evidentă. Ne aducem aminte de aranjamentul nucleonilor în formă de pături (p. 187) unde întotdeauna 50, respectiv 82 nucleoni formează grupe închise cu stabilitate deosebită. Nucleul intermediar $^{236}_{92}U$ conține 144 neutroni. Dar numărul de neutroni care trece peste (50 + 82) = 132 poate fi distribuit celor două grupe, fiecare primind o jumătate, obținîndu-se două nuclee cu 55, respectiv 87 neutroni. Dacă se distribuie

cei 92 protoni în același raport, rezultă că numerele de masă ale celor două fragmente care apar cel mai des sînt $(55 + 36) = 91$ și $(87 + 56) = 143$ (fig. 175). Această concordanță perfectă cu rezultatele experiențelor este un nou argument în favoarea modelului în pături al nucleului.

La urma urmelor, problema distribuției maselor, de care ne-am ocupat mai sus, nu este cea mai importantă. Mult mai important este alt fapt, constatat de J o l i o t în martie 1939.

La fiecare fisiune a unui nucleu se pun în libertate, în afară de cele două fragmente rezultate din fisiune, în medie 2 pînă la 3 neutroni.

În legătură cu aceasta, să ne gîndim la paragraful 13.2.2 unde am stabilit că nucleele grele conțin relativ mult mai mulți neutroni decît cele mijlocii și cele ușoare. Cele două fragmente nu mai pot, prin urmare, să rețină numeroșii neutroni ai vechiului nucleu. Procesul fisiunii nucleare poate decurge, așadar, în cele mai diferite moduri. Următoarele ecuații de reacție reprezintă numai cîteva din numeroasele exemple imaginabile:

$$^1_0n + {}^{235}_{92}U \rightarrow {}^{140}_{55}Cs^* + {}^{94}_{37}Rb^* + 2^1_0n$$

$$^1_0n + {}^{235}_{92}U \rightarrow {}^{145}_{56}Ba^* + {}^{88}_{36}Kr^* + 3^1_0n$$

$$^1_0n + {}^{235}_{92}U \rightarrow {}^{145}_{57}La^* + {}^{87}_{35}Br^* + 4^1_0n.$$

Chiar dacă neutronii care devin liberi cu prilejul fisiunii sînt expulzați de cele mai multe ori cu mare energie, viteza lor

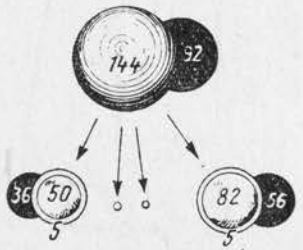


Fig. 175. Distribuția probabilă a nucleonilor pe cele două produse de fisiune.

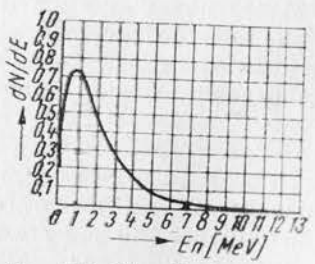


Fig. 176. Distribuția vitezelor neutronilor care se eliberează la fisiune.

poate fi foarte diferită. Figura 176 arată în ce raport cantitativ se găsesc diferitele viteze. Se vede că energia de 0,7 MeV apare cel mai des, dar mulți neutroni au energii de mai mulți mega-electron-volți.

Din cauza importanței lor deosebite pentru fisiunea nucleară practică, neutronii foarte lenți, a căror viteză este de ordinul de mărime al vitezei moleculelor gazelor la temperatura camerei, se numesc *neutroni termici*. Viteza lor este de circa 2 000 m/s, ceea ce corespunde unei energii de numai 0,025 eV.

Prin faptul că doi sau trei neutroni se pierd, surplusul de neutroni tot nu dispare încă. De aceea, nucleele din a doua generație care iau naștere cu prilejul fisiunii sînt întotdeauna radioactive și-și transformă neutronii supranumerari în protoni, prin emisie de electroni conform ecuației (47) de la p. 105. În afară de aceasta, ei cedează o parte din energia lor sub formă de radiație γ. Dat fiind că în cele mai multe cazuri cedarea unui singur electron nu este suficientă, fragmentele sînt adesea punctele de plecare ale unei mici serii de dezintegrare β^- care în cele din urmă se termină cu un nucleu stabil.

Nucleele care iau naștere cu prilejul fisiunii uraniului sînt de cele mai multe ori radioactive (emit radiații β^- și γ).

Întrucît , după cum s-a mai spus, nucleul de uraniu se poate fisiona în extraordinar de multe feluri și întrucît fiecare fragment inițiază o altă serie de dezintegrare, fisiunea uraniului nu se poate reda printr-o singură schemă. Figura 177 arată numai una din numeroasele forme posibile în care poate decurge această fisiune.

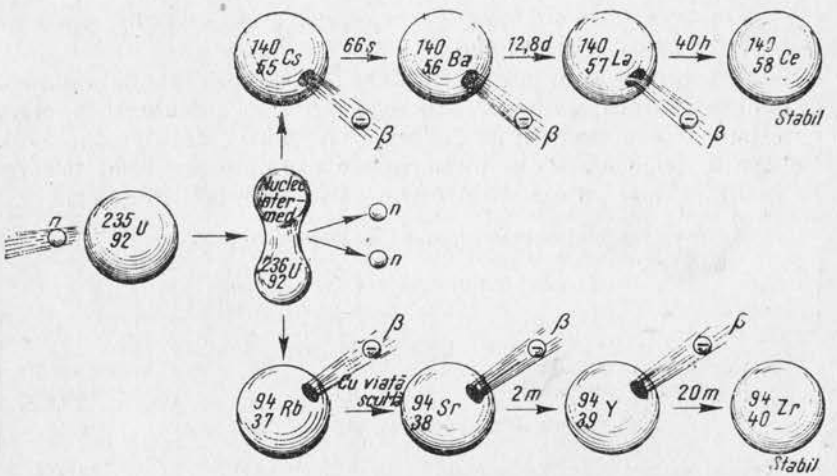


Fig. 177. Cum decurge fisiunea uraniului (una din numeroasele posibilități).

Încă un lucru este însă important. Transformarea β^- nu este singura cale prin care fragmentele pot scăpa de surplusul lor de neutroni. În unele cazuri ele pot expulza de la sine și direct un neutron, și anume cu o întîrziere medie de 0,05 s pînă la 1 min. Acești *neutroni întîrziați*, care reprezintă aproximativ 0,75% din numărul total de neutroni, sînt foarte importanți pentru tehnica nucleară.

Neutronii întîrziați devin liberi prin transformarea ulterioară a produselor nestabile de fisiune.

14.5. Bilanțul energetic al fisiunii nucleare

Pînă aici am examinat numai aspectul exterior al fisiunii nucleare; acum ne vom ocupa de latura energetică a acestui fenomen. Curba energiei de legătură pe nucleon (p. 176) arată că trebuie să se pună în libertate o energie considerabilă, cu prilejul fisiunii nucleare. La uraniu, această energie de legătură pe nucleon este mult mai mică decît la nucleele mijlocii. Produsele de fisiune au, așadar, în totalitatea lor o energie de legătură mai mare decît nucleul inițial. De aici rezultă că:

Fisiunea nucleară este o reacție nucleară puternic exotermă (care furnizează energie).

Această energie se poate afla dacă se compară între ele masele existente înainte și după fisiune și dacă se calculează energia corespunzătoare defectului de masă ce rezultă de aici (p. 170). Pentru a alege unul din numeroasele exemple posibile, pornim de la fig. 177 și putem stabili următorul bilanț al maselor.

Calculul energiei fisiunii nucleare a AcU-235

	Numărul de masă	Masa
Nucleul inițial de AcU +	235	235,1252
+ neutronul pătruns în el	1	1,0090
există înainte de fisiune:	236	236,134
Nucleul de zirconiu $^{94}_{40}Zr$ format +	94	93,934
+ nucleul de ceriu $^{140}_{58}Ce$ format +	140	139,949
+ 2 neutroni care devin liberi	2	2,018
există după fisiune:	236	235,901
Defect de masă		$\Delta m = 0{,}233$

Dat fiind că o unitate atomică de masă corespunde la o energie de 931 MeV, conform formulei (61), defectul de masă reprezintă $0{,}233 \cdot 931 = 217$ MeV (fig. 178).

Cu prilejul fisiunii unui nucleu de uraniu devine liberă o energie de circa 200 MeV.

Cantitatea principală de energie pusă în libertate se distribuie precum urmează:

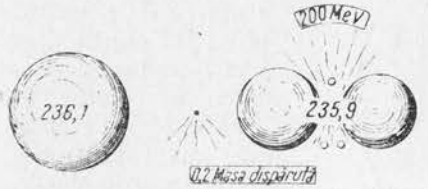


Fig. 178. Bilanțul masă-energie la fisiunea uraniului.

Fig. 179. Felurile de energie care devin libere cu prilejul fisiunii nucleare

energia cinetică a fragmentelor de fisiune	168 MeV
energia cinetică a neutronilor eliberați	5 MeV
radiația gamma	5 MeV
radiația gamma și beta a produselor de fisiune	13 MeV
energia preluată de neutrini	9 MeV

Energia cinetică a fragmentelor nucleare proiectate în toate direcțiile se comunică imediat, prin alte ciocniri, atomilor restului substanței. Întrucît această mișcare neregulată a particulelor extrem de mici se manifestă sub formă de căldură, temperatura masei în care se petrece fisiunea nucleară crește (fig. 179).

Energia eliberată prin fisiune nucleară se transformă în special în căldură.

Acest rezultat oferă prilejul de a se face un alt calcul:
1 atom-gram AcU, adică 235 g, conține $6{,}023 \cdot 10^{23}$ atomi și, deci prin fisiunea unui kilogram de AcU-235 pur se pune în libertate, o energie de $\frac{6{,}023 \cdot 10^{23} \cdot 1\,000 \cdot 200}{235} = 5{,}1 \cdot 10^{26}$ MeV. După tabela 2, aceasta reprezintă $20 \cdot 10^{12}$ calorii, ceea ce corespunde cu energia obținută prin ardere a 2 500 t cărbune de cea mai bună calitate (fig. 180).

Energia care se pune în libertate cu prilejul fisiunii unui kilogram de AcU-235 este egală cu cea obținută prin arderea a 2 500 t cărbune.

14.6. Reacția în lanț

14.6.1. *Condițiile unei reacții în lanț*

Dacă fisiunea nucleară ar decurge exact ca celelalte reacții nucleare cunoscute pînă la descoperirea ei, calculele făcute mai sus ar avea un interes pur academic. Ne aducem aminte că randamentul efectiv al bombardamentului nucleelor atomice este extrem de mic, din cauza probabilității reduse de a se nimeri în țintă. Costul „muniției" consumate este disproporționat de mare, față de cîștig.

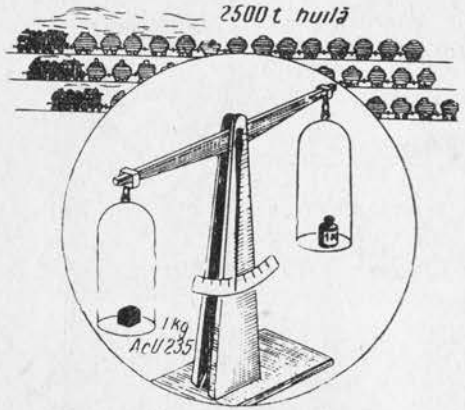


Fig. 180. Cîștigul de energie cu prilejul fisiunii a 1 kg AcU-235.

Procesul de fisiune a AcU-235, din contră, decurge în această privință cu totul altfel. Cu ocazia fiecărui act de fisiune iau naștere, după cum am văzut, 2 pînă la 3 neutroni liberi, care pornesc cu mare viteză. Ca atare, fiecare proiectil inițial produce în medie, în „prima generație", 2,5 noi proiectile. Dacă fiecare din acești neutroni nimerește alt nucleu de AcU, fiecare din ei dă naștere la alți 2,5 neutroni, astfel încît „a doua generație" numără $2{,}5^2 = 6{,}25$ neutroni și acest proces poate continua amplificîndu-se în chip de avalanșă (fig. 181). În acest caz se spune că avem o *reacție în lanț*.

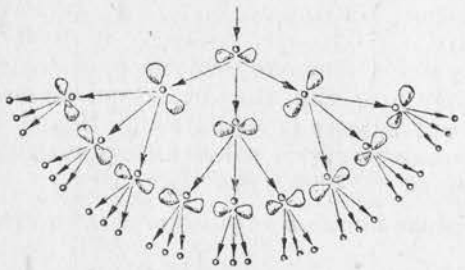


Fig. 181. Schema unei reacții în lanț necontrolate în material fisionabil pur.

O reacție în lanț este un proces de fisiune care se extinde mereu în jurul său, cu care prilej numărul de neutroni crește din ce în ce sau rămîne constant fără nici o intervenție din afară.

S. Flügge a fost primul care a demonstrat, în vara anului 1939, că o astfel de reacție în lanț este posibilă (fig. 182).

Poate fi utilizată tehnic energia pe care o conțin nucleele atomice?

de S. FLÜGGE, Berlin—Dahlem [1])

Zu Beginn dieses Jahres entdeckten HAHN und STRASSMANN[1]), daß beim Beschießen von Uran mit schnellen oder langsamen Neutronen Barium, Lanthan und andere Elemente mittleren Atomgewichts entstehen. Die Entdeckung wurde sofort von zahlreichen Forschern in vielen Ländern aufgegriffen, und eine intensive Arbeit auf diesem Gebiet hat den Sachverhalt weitgehend geklärt und in mehr als 50 Veröffentlichungen schon zahlreiches quantitatives Material ergeben.

Im folgenden soll nur über ein Teilgebiet des ganzen, durch die HAHN-STRASSMANNsche Entdeckung angeschnittenen Fragenkomplexes berichtet werden. Gleich nachdem die Entdeckung der Zerspaltung von Urankernen sichergestellt war, wurde im HAHNschen Institut und wohl auch anderwärts die Frage aufgeworfen, ob bei einem so gewaltsamen Eingriff nicht auch einige Neutronen aus dem zerbrechenden Kern „abgedampft" oder „abgesplittert" werden könnten? Die Frage wurde auch alsbald in Angriff genommen, da sie zu einer sehr interessanten Konsequenz führte: Wenn jedes Neutron, das eine Aufspaltung hervorruft, im Gefolge der Aufspaltung 2 oder 3 Neutronen frei macht, so muß es möglich sein, daß diese Neutronen ihrerseits wiederum neue Aufspaltungen anderer Urankerne herbeiführen und auf diese Weise ihre Zahl noch weiter vergrößert wird, so daß eine Kettenreaktion ohne Ende schließlich zu einer Umsetzung des ganzen in dem bestrahlten Präparat vorhandenen Urans führen kann.

Man konnte dazu sofort einige Überlegungen anstellen, noch ehe man Einzelheiten kannte: Die Hauptfrage ist natürlich, ob und wie viele

[1]) Aus dem Kaiser Wilhelm-Institut für Chemie.

La începutul anului curent, Hahn și Strassmann[1]) au descoperit că, dacă se bombardează uraniul cu neutroni rapizi sau lenți, iau naștere bariu, lantan și alte elemente cu masă atomică mijlocie. Descoperirea a fost imediat aflată de numeroși oameni de știință din multe țări și o muncă intensă în acest domeniu a lămurit în mare măsură starea de lucruri și a dat deja la iveală, în peste 50 publicații, un bogat material cantitativ.

În cele ce urmează vom vorbi numai despre o parte din întregul complex de probleme ridicate de descoperirea lui Hahn și Strassmann. Imediat după ce s-a confirmat descoperirea fisiunii nucleelor de uraniu, s-a pus în Institutul lui Hahn, și poate și în alte părți, întrebarea dacă nu cumva, cu prilejul unei intervenții atît de violente, s-ar putea „evapora" sau „despica" vreo cîțiva neutroni din nucleul care se sfărîmă. Chestiunea a fost atacată de îndată, deoarece conducea la o consecință foarte interesantă: dacă fiecare neutron care provoacă o fisiune pune în libertate în urma acestei fisiuni 2 sau 3 neutroni, trebuie să fie posibil ca acești neutroni, la rîndul lor, să provoace fisiunea altor nuclee de uraniu și în modul acesta numărul lor se mărește și mai mult, așa încît o reacție în lanț, fără sfîrșit, poate conduce la transmutația întregii cantități de uraniu existente în preparatul iradiat. În legătură cu aceasta s-au putut face imediat cîteva raționamente, înainte de a se fi cunoscut alte amănunte: natural, problema principală era *dacă* și *cîți* neutroni se pun în libertate prin fiecare proces de fisiune. Apoi totul depinde de soarta care-i așteaptă pe acești neutroni: ei vor putea efectua cioc-

[1]) De la Institutul de Chimie Kaiser Wilhelm.

Neutronen je Spaltungsprozeß in Freiheit gesetzt werden. Dann kommt alles auf das weitere Schicksal dieser Neutronen an. Sie werden elastische Stöße ausführen können, die im wesentlichen nur ihre Richtung ändern; sie können unelastisch gestreut werden, so daß sie außer der Richtungsänderung auch noch eine beträchtliche Energieeinbuße erleiden; sie können eingefangen werden in der bekannten Reaktion

$$^{238}_{92}\mathrm{U} + ^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow ^{239}_{92}\mathrm{U}^{*} \xrightarrow[23\ \mathrm{m}]{\beta} ^{239}_{93}\mathrm{Eka\text{-}Re}; \quad (1)$$

sie können endlich noch Einfangungen oder Umwandlungen an anderen Substanzen erleiden, die außer dem Uran anwesend sind, sofern man nicht reines Uranmetall bestrahlt, also z. B. am Sauerstoff von U_3O_8. Es wird darauf ankommen, ob all diese Reaktionen, welche nur Neutronen wegfangen ohne neue zu erzeugen, einen so großen Gesamtwirkungsquerschnitt haben, daß die beim Spaltungsprozeß erreichte Neutronenproduktion dadurch kompensiert wird oder nicht. Um zu erkennen, ob eine Kettenreaktion ablaufen kann, müssen wir also über eine genaue Kenntnis aller konkurrierenden Wirkungsquerschnitte verfügen.

Endlich spielt noch eine dritte Frage eine große Rolle: die räumliche Ausdehnung der bestrahlten Substanzmenge. Die erzeugten Neutronen werden, ehe sie wieder einen Kern aufspalten, einen Weg von der Größenordnung einiger Zentimeter in der Substanz zurücklegen. Läuft also die Reaktionskette an einer Stelle der Substanz an, so breitet sie sich mit zunehmender Neutronenzahl über ein immer größeres Gebiet aus. Nun haben die Neutronen bei jedem elastischen Stoß die gleiche Chance zurückgeworfen zu werden, wie weiter nach außen zu laufen. Daher wird die Konzentration der freigesetzten Neutronen auch an der Ausgangsstelle der Reaktionsniri elastice, care în fond le modifică numai direcţia; ei pot fi împrăştiaţi elastic, aşa încît, în afară de schimbarea de direcţie, pot suferi şi o pierdere considerabilă de energie; ei pot fi capturaţi în reacţia cunoscută:

$$^{238}_{92}\mathrm{U} + ^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow ^{239}_{92}\mathrm{U}^{*} \xrightarrow[23\ \mathrm{min}]{\beta} ^{239}_{93}\mathrm{Eca\text{-}Re}; \quad (1)$$

în fine neutronii pot suferi şi transformări sau capturi din partea altor substanţe, care sînt prezente alături de uraniu, ca de exemplu din partea oxigenului din U_3O_8 întrucît nu se iradiază uraniu metalic pur. Totul va depinde de faptul dacă toate aceste reacţii, care doar capturează neutroni fără să producă alţii noi, au o secţiune eficace totală atît de mare încît producţia de neutroni realizată cu prilejul procesului de fisiune să fie sau să nu fie compensată prin reacţiile respective. Pentru a şti dacă o reacţie în lanţ poate avea loc, trebuie, prin urmare, să cunoaştem precis toate secţiunile eficace care concurează.

În sfîrşit, un rol mare joacă şi întinderea în spaţiu a cantităţii de substanţă iradiată. Neutronii produşi vor parcurge în substanţă un drum de ordinul de mărime de cîţiva centimetri înainte de a fisiona iarăşi un nucleu. Aşadar, dacă lanţul reacţiilor se amorsează într-un punct al substanţei, el se propagă, cu un număr de neutroni crescînd, pe un domeniu din ce în ce mai mare. Dar la fiecare ciocnire elastică neutronii au aceeaşi şansă de a fi aruncaţi înapoi ca şi de a-şi continua drumul spre exterior. De aceea, concentraţia neutronilor puşi în libertate la punctul de plecare al lanţului de reacţii va creşte repede cu timpul, dacă volumul substanţei folosite este atît de mare încît cea mai mare parte din neutroni sînt

kette zeitlich rasch ansteigen, sofern das benutzte Substanzvolumen so groß ist, daß der größte Teil der Neutronen oft zurückgeworfen wird, ohne die Oberfläche zu erreichen, durch die er die Substanz endgültig verlassen würde. Mit anderen Worten: Der Durchmesser einer bestrahlten Kugel aus uranhaltiger Substanz muß groß sein gegen die freie Weglänge, wird also einige Meter betragen müssen.

Ehe wir zur Diskussion der bisher angeschnittenen Einzelfragen übergehen, soll noch ein Wort gesagt werden über die Größenordnung der freiwerdenden Energie. Man kann sie leicht ungefähr abschätzen, ja sogar ziemlich genau angeben, daß jeder Spaltungsprozeß eine Energie von 180 MeV in Freiheit setzt. Das läßt sich aus der Differenz der Massendefekte des Urankerns und der entstehenden Spaltungsprodukte herleiten; die Zahl ist einigermaßen auch durch direkte Messung der kinetischen Energie der beiden entstehenden mittelschweren Kerne experimentell sichergestellt. Daß sich hierbei statt der erwarteten 180 MeV nur rund 160 MeV ergaben, kann schon als Hinweis darauf dienen, daß der Rest der Energie entweder noch in abgespaltene Neutronen gesteckt oder in Form von γ-Quanten abgestrahlt wird.

Der so erhaltene Energiebetrag ist sehr beträchtlich. Da die vorstehenden Überlegungen zeigen, daß es durchaus nicht ausgeschlossen ist, durch eine geeignete Versuchsanordnung eine Reaktionskette hervorzurufen, bei der das ganze Uran eines großen Blocks verbraucht wird, ist es zweckmäßig, sich einmal auszurechnen, wie groß z. B. die Energiemenge ist, die freigesetzt wird, wenn in 1 m³ U_3O_8 alles vorhandene Uran restlos umgewandelt wird. 1 m³ aufgeschüttetes U_3O_8-Pulver wiegt 4,2 t und enthält $3 \cdot 10^{27}$ Moleküle, also $9 \cdot 10^{27}$ Uranatome. Da je Atom etwa 180 MeV, d. h. rund $3 \cdot 10^{4}$ erg

aruncaţi înapoi, înainte de a ajunge la suprafaţa prin care vor părăsi definitiv substanţa. Cu alte cuvinte, diametrul unei sfere iradiate dintr-o substanţă care conţine uraniu trebuie să fie mare faţă de drumul liber mijlociu şi, prin urmare, va trebui să fie de cîţiva metri.

Înainte de a trece la discutarea diferitelor probleme ridicate pînă acum, vom mai spune cîteva cuvinte despre ordinul de mărime al energiei care se eliberează.

Această energie poate fi uşor evaluată cu suficientă precizie, rezultînd că fiecare proces de fisiune pune în libertate o energie de 180 MeV. Aceasta se poate deduce din diferenţa dintre masa nucleului de uraniu şi masele produselor de fisiune care iau naştere; cifra de mai sus se poate determina oarecum sigur şi experimental, prin măsurarea directă a energiei cinetice a celor două nuclee de masă mijlocie care iau naştere. Faptul că în loc de 180 MeV, cît era de aşteptat, au rezultat numai circa 160 MeV poate fi o indicaţie că restul de energie rămîne fie ascuns în neutronii de fisiune, fie este radiat sub forma de cuante γ.

Cantitatea de energie obţinută astfel este foarte însemnată. Deoarece consideraţiile de mai sus arată că se poate provoca o reacţie în lanţ printr-o experienţă aranjată în mod adecvat, reacţie în cursul căreia să se consume tot uraniul dintr-un bloc mare, interesant să se calculeze cît de mare este, de exemplu, cantitatea de energie care se pune în libertate dacă tot uraniul existent într-un metru cub de U_3O_8 este transformat complet. 1 m³ de pulbere de U_3O_8 îndesată la un loc cîntăreşte 4,2 t şi conţine $3 \cdot 10^{27}$ molecule, adică $9 \cdot 10^{27}$ atomi de uraniu. Dat fiind că din fiecare atom se pun în libertate 180 MeV, adică circa $3 \cdot 10^{4}$ erg sau $3 \cdot 10^{-12}$ kgf·m, se va pune în to-

oder $3 \cdot 10^{-12}$ mkg frei werden, wird insgesamt ein Energiebetrag von $27 \cdot 10^{15}$ mkg frei gesetzt, d. h. 1 m³ U_3O_8 genügt zur Aufbringung der Energie, welche nötig ist, um 1 km³ Wasser (Gewicht 10^{12} kg) 27 km hoch.

tal în libertate o cantitate de energie de $27 \cdot 10^{15}$ kgf·m, adică 1 m³ de U_3O_8 este suficient pentru producerea energiei necesare ca să ridicăm un kilometru cub de apă (în greutate de 10^{12} kgf) la o înălțime de 27 km.

Fig. 182. *Prima idee de valorificare a energiei nucleare.*
Facsimil al primei pagini din articolul lui S. Flügge apărut în revista „Die Naturwissenschaften" în iunie 1939.

Pentru ca să poată lua naștere o reacție în lanț, trebuie să fie îndeplinite două condiții. În primul rînd trebuie să existe neapărat neutroni care să facă primele fisiuni. În acest scop însă, nu este necesar să se intervină în mod artificial, căci, din cauza fisiunii spontane care are loc în permanență (p. 197) și datorită neutronilor care se formează neîncetat din cauza radiațiilor cosmice , reacția se amorsează întotdeauna de la sine.

Dacă masa capabilă de reacție are o mărime suficientă, reacția în lanț se declanșează de la sine, datorită neutronilor din radiațiile cosmice sau produși prin fisiunea spontană.

Pentru ca reacția să se întindă tot mai departe, trebuie, în al doilea rînd, ca în interiorul masei să se producă în unitatea de timp cel puțin tot atîția neutroni cîți se consumă pentru menținerea reacției în lanț și prin alte procese.

Condiția de „avalanșă": în masa care se fisionează trebuie să se producă mai mulți neutroni decît se pierd în același interval de timp.

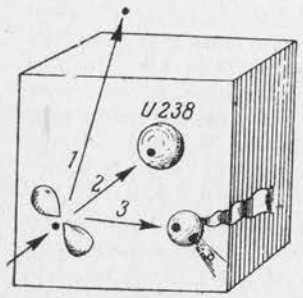


Fig. 183. Cele trei surse de pierderi ale reacției în lanț:
1 — Scăparea inutilă de neutroni; *2* — Captura de rezonanță a U-238; *3* — Captura de către atomi străini.

Această condiție se poate însă îndeplini numai atunci cînd se iau măsuri speciale în acest scop. Aceasta pentru trei motive (fig. 183):

1. Din cauza intervalelor colosale dintre nuclee, în comparație cu diametrul lor, mulți neutroni părăsesc substanța ce urmează a fi fisionată, fără a se lovi de nuclee fisionabile.

2. U-238, care predomină în uraniul obișnuit, capturează neutroni și se fisionează el însuși însă numai în foarte mică măsură. Numai un număr suficient de nuclee de AcU-235, respectiv Pu-239 sau U-233, asigură continuitatea reacției.

3. Impuritățile care se găsesc în substanță și dispozitivele auxiliare făcute din alte substanțe capturează neutroni, îi absorb și devin astfel adesea radioactive.

14.6.2. *Masa critică*

Ne vom ocupa mai întîi de prima sursă de pierderi, scăparea sau, cum se mai spune, difuziunea neutronilor din substanța în care se produce reacția. În principiu, există o posibilitate foarte simplă de a împiedica acest proces: trebuie să se facă blocul de uraniu așa de mare, încît fiecare neutron să nimerească în drumul său cu certitudine un nucleu. Mărimea minimă necesară depinde în întregime de distanța pe care trebuie s-o parcurgă în medie un neutron înainte de a se lovi de alt nucleu. Acest *drum liber mijlociu* este de cîțiva centimetri.

Să presupunem că avem de-a face cu un material fisionabil pur, de exemplu AcU-235. Dacă dimensiunile bucății sînt mai mici decît drumul mijlociu pe care-l parcurge un neutron fără să se ciocnească, cei mai mulți dintre neutronii care iau naștere în interior vor scăpa prin suprafața substanței; dacă dimensiunile bucății sînt mai mari, majoritatea neutronilor va avea prilejul să reacționeze mai întîi cu nucleele (fig. 184).

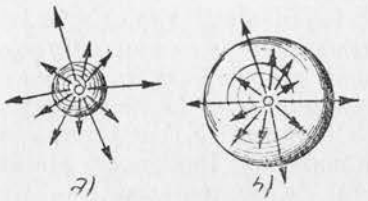


Fig. 184. Diametrul și drumul liber mijlociu:
a) masă subcritică; *b*) masă supracritică.

Masa unui bloc de uraniu în care se poate produce o reacție în lanț se numește *masa critică* a sa.

Într-o cantitate mai mică decît masa critică nu se poate produce nici o reacție în lanț într-o bucată de material fisionabil.

Dacă nu intervin sursele de pierderi 2 și 3, se poate spune că:

dimensiunile liniare ale unei mase critice de AcU-235 pur sau de alt material fisionabil pur sînt de ordinul de mărime al lungimii drumului liber mijlociu al neutronilor.

O bucată de AcU-235 sau Pu-239 pur, a cărei mărime este inferioară dimensiunilor critice, este absolut inofensivă. Se poate umbla cu ea fără nici o grijă, fără cea mai mică teamă[1]). Îndată

[1]) Aceasta se referă la fisiune. Trebuie totuși luate precauțiile care se impun la mînuirea oricărui material radioactiv (N.Red. E.T.).

însă ce ea este puțin mai mare, se poate produce cea mai gravă catastrofă.

Dacă este vorba de uraniu obișnuit sau dacă acesta conține oarecari adausuri de corpuri străine, printre care se numără și piesele de construcție fabricate din alt material, atunci intervin și sursele de pierderi 2 sau 3. Dacă dimensiunile bucății sînt numai de mărimea drumului liber mijlociu, mulți neutroni au întotdeauna ocazia să scape fără folos. Pentru a se împiedica complet acest lucru, ar trebui ca bucata să fie infinit de mare sau cel puțin atît de mare încît pierderile prin difuziune să nu mai joace practic nici un rol. Așa se explică de ce cînd se întrebuințează uraniu obișnuit masa critică este de cîteva ori mai mare decît în cazul AcU-235 pur.

14.6.3. *Factorul de multiplicare*

Faptul dacă o reacție în lanț se poate dezvolta sau nu se exprimă numeric cu ajutorul *factorului de multiplicare* sau al *constantei de multiplicare* k. Să pornim iarăși de la AcU-235 pur și să presupunem că la fiecare proces de fisiune iau naștere în medie 2,5 neutroni. Să mai presupunem că masa este practic infinit de mare, așa încît nu se pierde nici un neutron. În acest caz, factorul de multiplicare este $k = 2{,}5$.

Factorul de multiplicare k indică de cîte ori crește, de la o generație la alta, numărul de neutroni care conduc la fisiune nucleară.

Material fisionabil absolut pur nu se întrebuințează, decît în cazuri excepționale, așa că intervin iarăși sursele de pierderi 2 și 3 menționate în paragraful 14.6.1. Efectul lor este că factorul de multiplicare nu are valoarea 2,5, ci poate fi mult mai mic, deoarece se pierd mulți neutroni care ar putea contribui la continuarea reacției în lanț.

Există prin urmare, trei posibilități:

$k<1$: De la o generație la alta se fisionează din ce în ce mai puține nuclee. Reacția se stinge.

$k=1$: Numărul de fisiuni rămîne constant de la o generație la alta. Reacția în lanț continuă cu intensitate uniformă pînă ce se consumă tot materialul fisionabil sau pînă ce factorul k se micșorează dintr-un motiv oarecare.

$k>1$: Numărul de fisiuni crește mereu de la o generație la alta. Condiția de avalanșă este îndeplinită, iar masa va exploda, dacă nu se reușește să se reducă la timp valoarea lui k.

Figura 185 arată schematic cum crește factorul k de la 0,67 pînă la 1,33 prin mărirea masei în care se produce reacția. În prima generație se fisionează cîte trei nuclee. Dintre cei șase neutroni care se pun în libertate cu acest prilej, în generația următoare stau la dispoziție pentru continuarea reacției, în ordine succesivă, doi, trei și patru neutroni. Pentru a da un exemplu practic, vom lua primul reactor pus în funcțiune în America. Valoarea lui k a fost fixată la 1,000 6. Timpul în care s-a dublat numărul de fisiuni a fost de 4 ore. Numărul x al generațiilor succesive rezultă din relația $1{,}0006^x = 2$, de unde $x = \frac{\lg 2}{\lg 1{,}000\,6} = 1\,160$ generații. Creșterea foarte lentă în timp se explică prin efectul neutronilor întîrziați (p. 200).

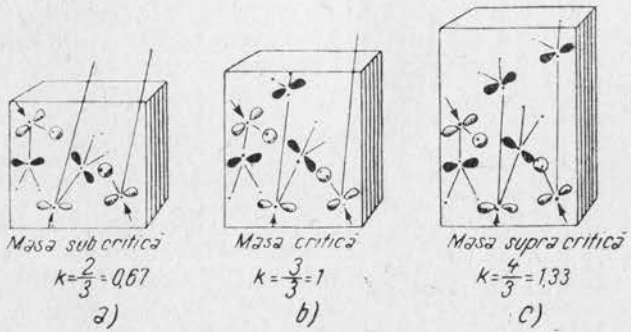


Fig. 185. Mărirea factorului k o dată cu creșterea cantității de substanță ce reacționează.

14.6.4. *Viteza unei reacții în lanț necontrolate*

Dacă se evaluează viteza neutronilor la 10^9 cm/s, iar drumul lor liber mijlociu la 10 cm, fiecare neutron parcurge această distanță în 10^{-8} s. Dacă se ia un factor de multiplicare $k = 2$, urmează, în ordine succesivă, 1, 2, 4, 8, 16,... fisiuni. Dacă presupunem că acest proces s-a produs de 100 ori, în a 100-a generație se fisionează $2^{100} \approx 10^{30}$ nuclee. În acest scop este nevoie de un timp de $100 \cdot 10^{-8} = 10^{-6}$ s. Dat fiind că 1 kg AcU-235 conține numai $\frac{6 \cdot 10^{23} \cdot 1\,000}{235} \approx 2 \cdot 10^{24}$ nuclee, înseamnă că 1 kg AcU-235 poate exploda în mai puțin de o milionime de secundă.

14.7. Comportarea uraniului — 238

S-a spus deja că nucleul de U-238 poate fi fisionat numai cu neutroni foarte rapizi. El are însă şi proprietatea importantă că absoarbe şi neutroni cu viteză mai mică, fără a se fisiona. Deosebit de pronunţată este captura de rezonanţă, în care secţiunea eficace a nucleului creşte brusc la valori foarte mari pentru anumite valori ale energiei (p. 167). Un punct de rezonanţă deosebit de puternic se găseşte la 6,7 eV, cu o secţiune eficace de aproximativ 23 000 barn, iar altele sînt răspîndite într-o regiune largă în preajma a 100 eV (fig. 186).

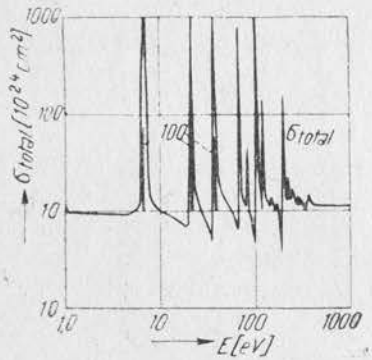


Fig. 186. Secţiunea eficace totală pentru U-238 în zona de rezonanţă.

Prin absorpţia unui neutron, numărul de masă al nucleului se măreşte cu o unitate şi ia naştere izotopul $^{239}_{92}U$: $^{238}_{92}U(n,\gamma)\ ^{239}_{92}U^*$ (timp de înjumătăţire 23 min).

Acesta nu este însă stabil, ci se transmută, prin emisia unui electron, *în neptuniu*:

$$^{239}_{29}U^* \rightarrow\ ^{239}_{93}Np^* + \beta^- + \gamma$$ (timp de înjumătăţire 2, 3 zile).

În fine, neptuniul se transmută, printr-o nouă dezintegrare β^-, în *plutoniu*, întregul proces avînd loc după ecuaţia rezumativă (fig. 187):

$$^{238}_{92}U\ (n,\gamma)\ ^{239}_{92}U^* \xrightarrow{\beta^-,\gamma}\ ^{239}_{93}Np^* \xrightarrow{\beta^-,\gamma}\ ^{239}_{94}Pu^*.$$

Uraniul-238 este fisionat în mică măsură de către neutronii rapizi, dar absoarbe foarte intens neutroni cu o anumită viteză şi se transmută în plutoniu-239.

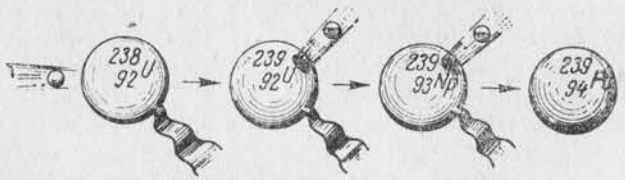


Fig. 187. Cum ia naştere plutoniul.

Cu acest prilej iau naştere deci, în realitate, elementele transuraniene pe care le căutaseră iniţial Fermi şi Hahn. Din cauză că erau în cantitate redusă, ele n-au putut fi descoperite atunci. Cele două elemente au fost numite după denumirile planetelor Neptun şi Pluton, care urmează după Uranus. Plutoniul este, ca şi AcU-235, un element destul de stabil, dar tot atît de fisionabil ca şi el. El este radioactiv (emite radiaţii α) cu un timp de înjumătăţire de 24 000 ani; în plus este şi foarte toxic. Vom vedea mai departe că el se poate fabrica în reactorul nuclear pe calea descrisă mai sus.

14.8. Moderatorii

În timp ce materialul fisionabil pur, cum este AcU-235 sau Pu-239, reacţionează bine cu neutroni de orice viteză, în calea

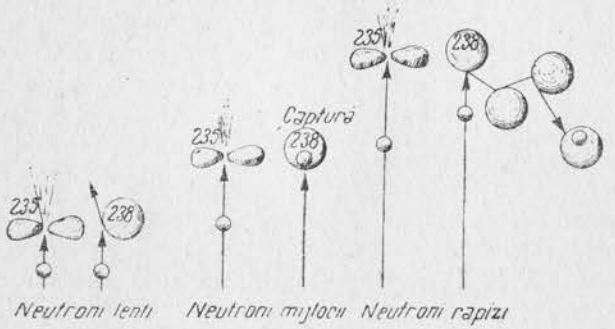


Fig. 188. Procesele care au loc în uraniul obişnuit.

utilizării uraniului obişnuit care constă din AcU-235 numai în proporţie de 1/140 stă o dificultate. Cei mai mulţi neutroni care devin liberi au viteze mijlocii şi mari. Făcînd abstracţie de faptul că U-238 poate fi fisionat cu greutate chiar de neutronii foarte rapizi, el înghite, în gamele mijlocii de energii, cei mai mulţi neutroni prin captură de rezonanţă (fig. 188). Printre aceştia se numără şi acei neutroni rapizi care, după reflexii repetate pe nucleele de U-238, pierd din viteză căzînd apoi şi ei în zonele de rezonanţă. Este cruţată numai o mică parte din neutronii termici, iar acestora le stă la dispoziţie procentul neînsemnat de AcU-235. Prin urmare, perspectivele unei reacţii în lanţ în uraniul obişnuit nu prea sînt favorabile.

După cum a descoperit încă F e r m i, procesul de fisiune nucleară decurge cu un randament mult mai bun dacă se frînează neutronii prin mijloace adecvate. În modul acesta, numărul de neutroni care reacţionează cu AcU-235 creşte considerabil. Prin frînarea neutronilor pînă la viteza termică, se obţine un dublu

avantaj: secțiunea de fisiune a AcU-235 are, pentru neutronii cu energie de circa 0,025 eV, valoarea considerabilă de 580 barn, pe cînd tocmai acești neutroni nu reacționează practic de loc cu U-238 (fig. 189).

AcU-235 este foarte bine fisionat de neutronii termici, pe cînd U-238 nu este, practic, fisionat de aceștia.

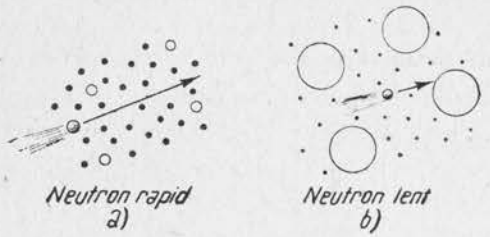


Fig. 189. Secțiunea de fisiune la diferite viteze ale neutronilor: cercurile goale reprezintă nucleele de AcU-235, iar punctele nucleele de U-238.

Prin urmare, problema consistă în a se găsi substanțe și dispozitive care să coboare viteza neutronilor de la 10... 30 000 km/s la cîțiva kilometri pe secundă. Substanțele potrivite în acest scop se numesc moderatori (substanțe de frînare).

Moderatorii au scopul să frîneze neutronii înainte de a putea fi capturați de U-238.

Acțiunea lor se bazează pe legile ciocnirii elastice. Dacă un vagon de marfă se ciocnește de un opritor de linie fix, a cărui masă fixată în pămînt este practic infinit de mare, vagonul este împins elastic înapoi, fără ca viteza lui să se modifice sensibil (fig. 190). Dacă, de altă parte, vagonul se ciocnește cu un corp

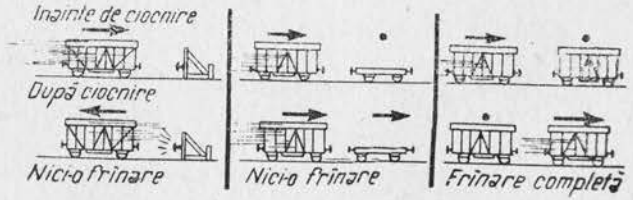


Fig. 190. Frînarea prin ciocnire.

foarte ușor, mersul său nu va fi aproape de loc stingherit. În ambele cazuri nu se produce, deci, nici o modificare importantă a vitezei. Altfel se petrec lucrurile cînd vagonul se ciocnește de un alt vagon cu aceeași masă, dar care stă pe loc. În condiții mecanice ideale, el se oprește complet după ciocnire, pe cînd celălalt vagon pornește cu viteza pe care o avea primul vagon. Prin analogie se

poate deduce că neutronii sînt frînați în modul cel mai eficace cînd se ciocnesc cu un nucleu atomic de masă aproximativ egală cu cea a neutronului sau nu prea diferită de ea.

Moderatorii sînt substanțe de ale căror nuclee neutronii se ciocnesc cu cea mai mare pierdere de viteză posibilă, însă fără a fi absorbiți.

Cel mai potrivit în acest scop ar fi hidrogenul, deoarece nucleul său are aceeași masă cu neutronul. O duzină de ciocniri succesive sînt suficiente pentru a reduce energia unui neutron pînă la o fracțiune de electronvolt (fig. 191 și 192). De aceea la început s-a ales ca moderator apă obișnuită sau parafină. Pe masa de lucru a lui Otto Hahn (fig. 169) se vede la dreapta, în fund, blocul de parafină folosit pentru experiențele de atunci.

Apa obișnuită are însă proprietatea că absoarbe mulți neutroni. Acest dezavantaj nu există la nucleele grele ale deuteriului (care se găsesc în apa grea), la carbonul chimic cel mai pur, sub formă de grafit, sau la beriliu. Pe cînd în apa grea sînt suficiente chiar 18...25 ciocniri, în grafit sau beriliu sînt necesare pentru frînare circa 100 reflexii succesive. Însă impuritățile din substanța de frînare pot face ca efectul să se reducă la zero.

14.9. **Controlul unei reacții în lanț**

Dacă după depășirea masei critice s-a amorsat reacția în lanț, ea se extinde cu viteza fulgerului în jurul său în materialul fisionabil pur (p. 209) și trebuie să se termine cu o catastrofă. Se pune acum întrebarea: în ce mod se poate struni reacția în așa fel încît ea să aibă loc cu o intensitate moderată, uniformă? Dacă se folosește uraniu obișnuit sau puțin îmbogățit, care conține numai o mică fracțiune de substanță fisionabilă pură, există trei posibilități:

1. **Reglarea artificială prin absorbanți**. Există substanțe care au secțiuni de captură anormal de mari pentru neutronii lenți, adică tocmai pentru acei neutroni care întrețin în uraniul obișnuit reacția în lanț (vezi tabela 13, p. 168). Dintre ele fac parte în special elementele bor și cadmiu (vezi curba secțiunii eficace a cadmiului în fig. 151). Prin urmare, dacă se cufundă, în masa care reacționează, niște bare de oțel cu bor, de carbură de bor sau de cadmiu metalic la momentul potrivit, reacția se oprește instantaneu. Dacă se trag afară aceste bare cu băgare de seamă, reacția se va amorsa din nou.

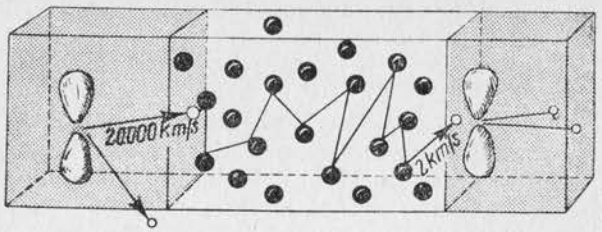


Fig. 191. Efectul unui moderator.

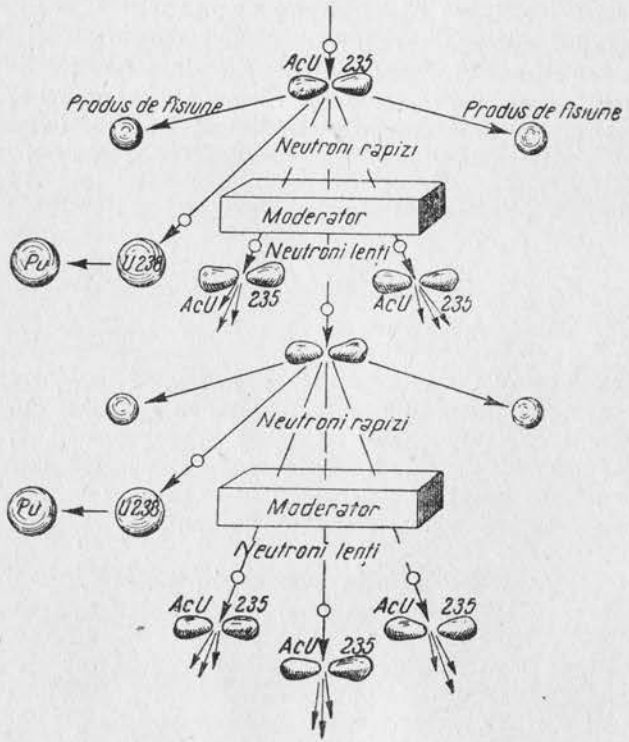


Fig. 192. Reacție în lanț moderată, în uraniu obișnuit.

Absorbanții sînt substanțe, cu mare secțiune eficace pentru neutroni lenți, care permit reglarea reacției nucleare.

Aceasta presupune, însă, că reacția în lanț nu ia amploare prea repede, deoarece această posibilitate de reglare ar fi atunci foarte labilă. Din fericire, două împrejurări naturale ne vin în ajutor în această privință.

2. **Încetinirea reacției prin neutroni întîrziați**. După cum am văzut deja în paragraful 14.4, circa 1 % din neutroni devin liberi nu imediat după fisiune, ci de-abia cu cîteva secunde mai tîrziu. Cu ajutorul barelor de cadmiu cufundate în masa fisionabilă se poate aranja ușor ca factorul k să se găsească mai întîi sub 1, fără a se ține seamă de acești neutroni întîrziați. Dacă acum intră în joc și neutronii întîrziați, reacția se poate amorsa dar mai încet, așa încît reglarea ulterioară devine foarte ușoară.

3. **Reglajul automat prin influența temperaturii**. Natura are însă grijă de cel mai bun reglaj. Cînd reacția în lanț ia amploare, temperatura masei care reacționează crește din cauza energiei care devine liberă. În modul acesta, zonele de captură de rezonanță se lărgesc, ceea ce are ca urmare o strangulare a reacției.

Factorul de multiplicare k scade pe măsură ce temperatura se ridică.

Acest lucru se poate explica și în sensul că, o dată cu ridicarea temperaturii, viteza neutronilor crește ca în cazul mișcării termice a moleculelor de gaze. Atunci un număr de neutroni, mai mare ca înainte, va ajunge în zona de rezonanță a U-238 și vor fi astfel pierduți pentru reacție. Dacă după aceea temperatura scade, reacția pornește din nou de la sine. Același proces are loc în funcționarea practică a unui reactor cu sarcină termică. Cu cît agentul răcitor sustrage mai multă căldură de la reactor, cu atît producția de energie devine mai mare și invers [1]).

14.10. **Bomba atomică** (cu fisiune nucleară)

Este un capitol trist în istoria fizicii faptul că imediat după descoperirea celei mai formidabile surse de energie de care au dispus oamenii vreodată, numeroși oameni de știință din S.U.A. nu au șovăit să o pună în slujba distrugerii oarbe. Bomba atomică nucleară nu mai este de mult un secret și o amintim aici numai

[1]) Pentru amănunte despre influența efectelor termice asupra exploatării practice a unui reactor, vezi, de exemplu, Hertz, „Grundlagen und Arbeitsmethoden der Kernphysik", p. 196.

pentru a convinge pe toți oamenii că nu există decît un singur mijloc de a face să dispară din lume cel mai îngrozitor dintre pericole, anume, să se distrugă toate armele bazate pe acest principiu și să se interzică pretutindeni fabricarea lor.

Bomba atomică inventată de americani și fabricată cu cheltuiala fantastică de 2 miliarde dolari, conținea în fond două sau mai multe bucăți destul de mari de AcU-235, respectiv Pu-239 aproape pur (fig. 193). Prin urmare, nu este necesar un moderator. Mărimea fiecăruia din aceste fragmente este sub dimensiunile critice. Prin împreunarea lor bruscă, însă, aceste dimensiuni sînt depășite cu prisosință. În bombă, fragmentele trebuie să fie separate spațial, deoarece simpla împreunare a lor ar da loc la explozie. Interiorul bombei este căptușit cu o manta de metal deosebit de groasă. Scopul ei este să împiedice ca neutronii să scape afară prea repede și să preîntîmpine ca masa care explodează să se împrăștie prematur. Numai în momentul dorit se proiectează fragmentele unul asupra altuia cu ajutorul unei încărcături explozive (*Sp*). În momentul cînd ele se întîlnesc, factorul k devine subit mult mai mare decît 1 și se produce instantaneu detonația.

Fig. 193. Schema bombei atomice (cu fisiune nucleară).

Am calculat deja ce cantitate colosală de energie devine liberă cu prilejul fisiunii unui kilogram de AcU-235. Cantitatea de uraniu pe care o conține o bombă cu fisiune nucleară este, natural, ținută secret. Specialiștii au calculat însă că masa critică de care este vorba aici trebuie să fie de aproximativ 47 kg, ceea ce corespunde unui diametru al sferei de circa 17 cm. Aceasta este aproximativ mărimea unei nuci de cocos. Este totuși de presupus că nu toată cantitatea de energie se pune în libertate prin explozie, deoarece cu acest prilej masa de material fisionabil se sparge în bucăți și reacția nu se poate desfășura complet pînă la capăt. Cu toate acestea, forța brizantă a bombei este enormă. Efectul bombelor lansate asupra Japoniei se evaluează că era echivalent cu acela al 20 000 t trinitrotoluen (TNT) fiecare. Prima bombă experimentală a explodat la 16.7.1945 la Los Alamos (New Mexico). Bomba aruncată la 6.8.1945 asupra orașului Hiroshima consta din AcU-235. Din cei 300 000 locuitori au fost uciși 80 000, iar 125 000 au fost răniți (fig. 194). Bomba care a căzut cu trei zile mai tîrziu peste Nagasaki conținea plutoniu. Din cei 200 000 locuitori, i-au

căzut victime 40 000 morți și 75 000 răniți. Temperatura în centrul bombei care explodează este evaluată la 10 milioane grade. Mingea de foc ce ia naștere se întinde într-o fracțiune de secundă pînă la dimensiunile unei sfere enorme. La un diametru de 100 m, ea are încă o temperatură de 7 000°C, adică mai mult

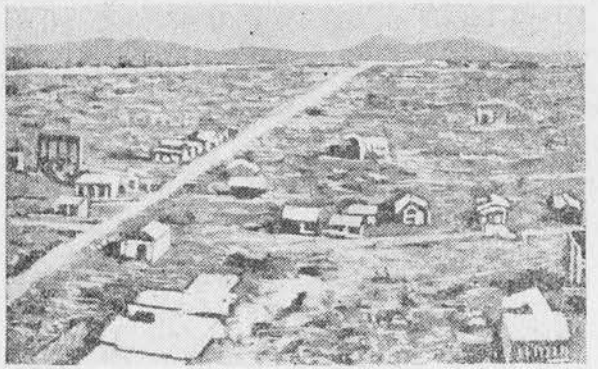


Fig. 194. Hiroshima după distrugere.

decît suprafața Soarelui. Toate obiectele inflamabile care se găsesc pînă la depărtarea de 3,5 km se aprind. O șesime din morți au ars în acest foc îngrozitor, iar o șeptime au fost atît de puternic atinși de radiații, încît moartea lor s-a produs în săptămînile următoare. Numai aproximativ 5% din arsurile tratate de medici fuseseră cauzate de căldura intensă; cele mai multe erau provocate de radiațiile radioactive. Spațiul nu ne permite să descriem toate mutilările oribile și celelalte consecințe ale acestei fapte neomenești. Întreaga omenire trebuie să-și ia sarcina imperioasă de a împiedica pentru totdeauna repetarea acestei orori!

15. Obținerea energiei nucleare pentru scopuri pașnice

„Fie ca posibilitățile imense pe care le oferă valorificarea transmutațiilor nucleare să conducă la fericirea omenirii, nu la distrugerea ei!".

Otto Hahn

În contrast cu abuzul de energie nucleară descris mai sus, stau astăzi posibilitățile cele mai pline de perspective de a se pune aceeași sursă de energie în slujba fericirii omenirii și a pro-

gresului tehnic. În timp ce în bomba atomică, o dată aprinsă, reacţia decurge necontrolabil pînă la sfîrşit, în cazul obţinerii de energie se caută să se ajungă la o desfăşurare uniformă şi reglabilă în orice moment a reacţiei în lanţ. Această *reacţie controlată* se deosebeşte deci fundamental de *reacţia necontrolată* care are loc în bomba atomică.

Instalaţiile în care se produce o reacţie în lanţ ţinută sub control permanent se numesc *reactori nucleari* sau *pile*. Ele pot funcţiona după mai multe principii tehnice, cu diferiţi „combustibili" nucleari şi pot servi în diferite scopuri.

Reactorul nuclear este o instalaţie în care are loc o reacţie în lanţ controlabilă după voinţă şi care poate servi în diferite scopuri.

15.1. Evoluţia în Germania pînă în 1945

Pentru a răspunde la părerile false exprimate adesea, ne vom ocupa pe scurt de evoluţia care a avut loc în Germania după descoperirea făcută de O t t o H a h n. Ea a concis cu începutul odiosului război hitlerist. Pînă atunci Germania făcea parte dintre naţiunile fruntaşe în fizica atomică. Dar chiar în anii de la 1933 încoace, spre deosebire de alte ţări, cercetările în acest domeniu au avut de suferit în Germania din cauza lipsei de sprijin din partea Statului. Aşa se explică de ce primul ciclotron, şi acesta destinat numai scopurilor medicale, a fost pus în funcţiune la Heidelberg abia în 1944.

Este adevărat că Ministerul Armamentului se interesa la izbucnirea războiului de utilizarea energiei nucleare în scopuri militare şi, călcînd statutele Institutului Kaiser Wilhelm din Berlin-Dahlem, a organizat aici un centru de cercetări corespunzător. Oamenii de ştiinţă care lucrau la acest centru au pus bazele unui reactor nuclear experimental, pentru a stabili dacă se produce înmulţirea aşteptată a neutronilor, care este prima premiză a unei reacţii în lanţ. S-a stabilit că apa grea se pretează bine ca moderator. Încercările de a se obţine un grad de puritate superior celui mai bun grafit electrolitic au dat greş, ceea ce a condus la părerea eronată după care carbonul este în general impropriu ca moderator. În U.S.A., din contră, se obţinuseră mari succese cu material fabricat din cocs petrolier. În toamna anului 1940 s-a alcătuit prima pilă din U_3O_8 şi parafină, deoarece încă nu se puteau procura alte materiale. Factorul k era, ce e drept, mult mai mic decît 1, totuşi experienţele au constituit importante

puncte de reper pentru lucrările ulterioare. Pentru fabricarea apei grele s-a făcut apel la uzinele Norsk Hydro din Rjukan (Norvegia), a căror producţie a fost sporită pînă în vara anului 1942 la 2001 D_2O pe lună.

Cînd, în vara anului 1941, s-a dispus de suficientă apă grea, s-a construit la Institutul de Fizică al Universităţii din Leipzig un nou reactor experimental (fig. 195). El consta din pături sferice concentrice conţinînd în total 750 kg pulbere de uraniu. Sfera cu un diametru exterior de 74 cm, umplută cu 220 l D_2O, se găsea, la rîndul său, cufundată în apă uşoară. În martie 1942 s-a putut stabili cu certitudine că reactorul emitea în exterior mai mulţi neutroni decît producea sursa de neutroni care se găsea în interiorul său. Se ajunsese, aşadar, la o stare ce corespundea cam cu aceea din fig. 185 *a*. Se făcuse astfel dovada că este posibil din punct de vedere tehnic să se realizeze o reacţie în lanţ. Acum nu mai rămînea decît să se aducă factorul k la valoarea 1.

Totuşi, nimeni nu se putea încă gîndi la fabricarea unei bombe-atomice, deoarece pentru separarea AcU-235 ar fi fost necesare instalaţii uriaşe. Economia Germaniei, care chiar pe atunci era serios zdruncinată de război, nu era nici pe departe în stare de aşa ceva. Pe lîngă aceasta, singura instalaţie pentru producerea apei grele care funcţiona în Norvegia a fost aruncată în aer în primăvara anului 1943 de către o unitate de paraşutişti englezi şi distrusă complet într-un atac aerian în octombrie al aceluiaşi an. Problema uraniului fu scoasă de sub controlul Ministerului Armamentului şi se hotărî ca lucrările să fie continuate, în cadrul restrîns de pînă acum, numai în vederea unei eventuale produceri de energie.

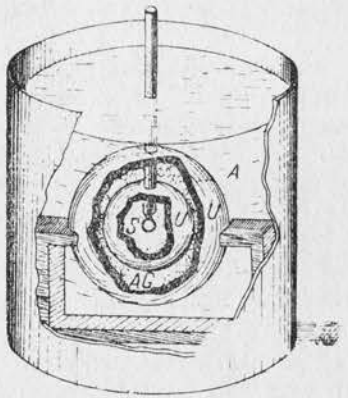
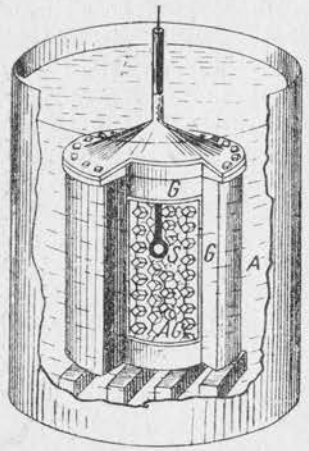


Fig. 195. Schema reactorului de la Leipzig din 1942. El este cel care a furnizat pentru prima oară în exterior mai mulţi neutroni decît producea sursa, ceea ce a demonstrat posibilitatea tehnică de a se realiza o reacţie în lanţ care să furnizeze energie:

AG — apa grea; *A* — apă obişnuită; *S* — sursă de neutroni; *U* — pulbere de uraniu.

Experienţele din Berlin au trebuit în cele din urmă să fie făcute în adăpostul antiaerian al Institutului, sub grele bombardamente aeriene. Încă în februarie 1945, o mare parte din material

(1,5 t D_2O; 1,5 t uraniu, 10 t grafit, cadmiu etc.) a fost transportat într-o pivniță în stîncă în satul Haigerloch de lîngă Hechingen. Aici s-a construit ultimul reactor german (fig. 196), înainte de înfrîngere. În interiorul său se găsea un cazan de alamă, care era înconjurat de o manta groasă de grafit. Din capac atîrnau în jos, înșirate ca verigile unui lanț, 680 cuburi de uraniu, cu latura de 5 cm, în recipientul umplut cu D_2O. Reactorul era prevăzut cu bare deplasabile de cadmiu, pentru a se controla reacția care s-ar putea amorsa. În ultimele zile ale experienței, măsurarea densității fluxului de neutroni a arătat că nu se ajunsese nici aici la valoarea critică. La 22.4.1945, Haigerloch a fost ocupat de americani și reactorul fu rechiziționat. Mai tîrziu s-a aflat că mărirea diametrului reactorului de la 1,4 la 1,6 m ar fi fost suficientă pentru ca el să înceapă să funcționeze cu succes.



ig. 196. Schema ultimului reactor german din 1945;
S — sursa de neutroni; *A* — apă obișnuită; *AG* — apă grea; *G* — grafit.

Primul reactor construit de Fermi începuse însă să funcționeze la Chicago încă la 2.12.1942. El era un obiect de studiu, căruia i-a urmat curînd fabricarea primei bombe atomice nucleare. Și lucrările continuate după război în U.S.A., cu mari cheltuieli materiale, au servit în primul rînd tot la fabricarea de arme atomice. De atunci încoace, lucrările au luat un avînt impetuos și în alte țări, în special în U.R.S.S., și ele îndreptățesc speranțele cele mai îndrăznețe, cu atît mai mult cu cît, în iunie 1954, a început să funcționeze prima centrală atomoelectrică sovietică destinată exclusiv producerii de energie în scopuri tehnice. Alte instalații grandioase sînt plănuite și, în parte, în construcție. Nu este departe timpul cînd energia nucleară va fi un factor indispensabil al tehnicii din toate țările.

15.2. Cum funcționează un reactor cu uraniu și grafit

Cei mai mulți reactori care se găsesc în prezent în funcțiune lucrează cu material natural, respectiv ușor fisionabil, de regulă cu uraniu metalic îmbogățit, și cu grafit ca moderator. Mai știm

că grafitul servește la frînarea pînă la o viteză redusă a neutronilor care devin liberi în uraniu, înainte de a fi capturați de nucleele supranumerare de U-238. De aceea, reactorul este construit sub formă de bloc de grafit cu o latură de 4...8 m lungime, format din cărămizi de grafit așezate în straturi și străbătut de numeroase canale (fig. 197). În aceste canale se introduc barele de uraniu care sînt învelite în cămăși de aluminiu extrapur. Acestea sînt așa-numitele *elemente de combustibil*. Neutronii care ies din uraniu, parcurgînd drumul lor liber mijlociu (p. 207), ajung repede în moderator, înainte de a fi capturați cu viteza lor inițială de către alte nuclee de uraniu. În moderator ei rătăcesc pînă ce și-au micșorat energia cinetică, pentru ca apoi să reacționeze cu nucleele de AcU-235. Această parte interioară a reactorului este înconjurată de o manta de grafit, care acționează ca *reflector*. El respinge în interior o parte din neutronii care scapă prin suprafață și astfel se poate menține volumul critic la o valoare mai mică.

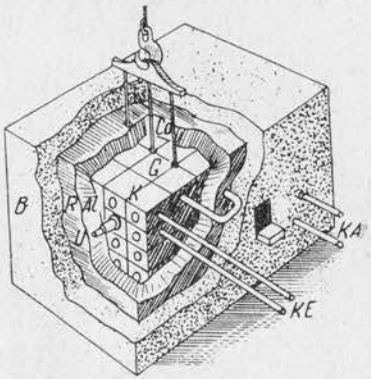


Fig. 197. Schema unui reactor cu uraniu și grafit:
U — bară de uraniu; *Al* — teacă de protecție de aluminiu; *G* — cărămidă de grafit; *R* — reflector de grafit; *Cd* — bară de cadmiu pentru reglaj; *B* — protecție de beton; *K* — canale pentru agentul de răcire; *KE* — intrarea agentului de răcire; *KA* — ieșirea agentului de răcire; *O* — orificiu pentru cercetări și măsurări.

Se pot introduce în interiorul reactorului mai multe bare de oțel cu bor, carbură de bor sau cadmiu. O cameră de ionizare măsoară în permanență densitatea fluxului de neutroni și comandă în același timp un mecanism care deplasează barele absorbantului în așa fel încît se realizează un reglaj automat. Însă în timpul funcționării curente, acest reglaj aproape că nu este necesar, deoarece reactorul se reglează singur, pentru motivele arătate la p. 206. Niște bare suplimentare de siguranță cad singure în interiorul reactorului și sting imediat reacția atunci cînd se produce vreun accident. Pînă acum s-au produs foarte puține accidente, de exemplu la reactorul NRX din Canada și în Anglia (crăparea elementelor de combustibil, pătrunderea apei și nefuncționarea dispozitivului de reglaj).

Pornirea reactorului este foarte simplă. Se scot barele de cadmiu în afară pînă ce factorul de multiplicare k se ridică puțin

peste 1. Îndată ce s-a ajuns la temperatura de lucru dorită, se reduce din nou factorul k și din acel moment înainte se menține exact la valoarea 1, astfel încît cedarea de căldură rămîne constantă. Amorsarea se produce absolut de la sine (vezi fisiunea

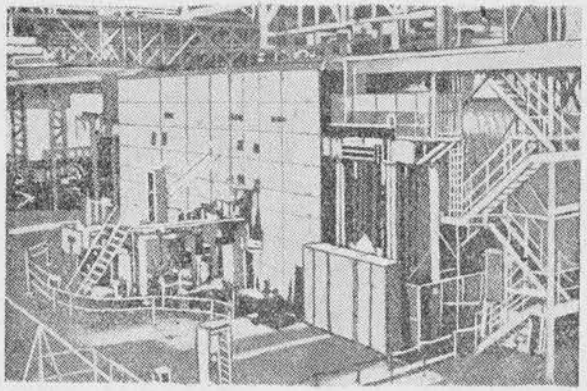


Fig. 198. Vederea exterioară a unui mare reactor.

spontană p. 197). De aceea este inutilă o sursă specială de neutroni, cum se folosea în primele modele experimentale.

În interiorul reactorului se mai găsesc și alte canale, prin care circulă un agent de răcire ce evacuează căldura produsă. În alte canale se introduc sondele de măsurat și materialele care trebuie să fie expuse radiației puternice de neutroni pentru a se face cercetări cu ele. Reactorul este înconjurat de un perete de beton gros de mai mulți metri, pentru ca oamenii care lucrează acolo să fie protejați de radiațiile γ și de neutroni, care sînt periculoase. După cîtva timp, uraniul trebuie să fie schimbat, deoarece produsele de fisiune care iau naștere absorb intens neutronii și ar face ca reacția să se stingă. În afară de aceasta, cu timpul uraniul se îmbogățește (pînă la 0,1 %) cu plutoniu. Uraniul poate fi descompus, purificat și pregătit pentru a fi refolosit în reactor; aceste operații se efectuează în instalații subterane. Toate operațiile la reactor trebuie să fie complet automatizate, din cauza radiațiilor periculoase. Plutoniul poate fi folosit pentru alte scopuri sau se reintroduce în reactor, deoarece este tot atît de ușor fisionabil ca și AcU-235. Întrucît, din cauza numărul lui său de ordine diferit, el se deosebește chimic de uraniu, se poate ușor separa, ceea ce nu este cazul cu AcU-235.

Unul din cei mai mari și mai vechi reactori de acest tip este acela de la Hanford (U.S.A.). El servește exclusiv la producerea de plutoniu pentru fabricarea armelor atomice și furnizează zilnic 1...2 kg plutoniu. Personalul permanent este de 5 000...6 000 oameni. Reactorul are o putere termică de 1 milion de kilowați.

15.3. Tipuri speciale de reactori

Astăzi își fac concurență unul altuia o serie întreagă de tipuri de reactori. Multe din ele trebuie să fie considerate ca obiect de studiu și numai viitorul mai îndepărtat va arăta care tip va fi cel mai sigur în exploatare și mai economic.

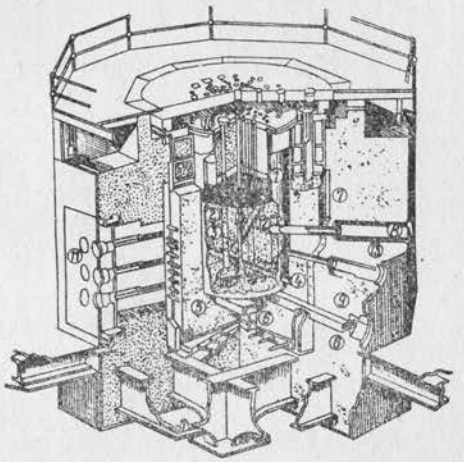


Fig. 199. Reactorul de cercetări (de la Harwell, Anglia) de 10 MW, funcționînd cu uraniu îmbogățit și folosind D_2O ca moderator și ca agent de răcire.

1 — rezervor de aluminiu pentru D_2O; *2* — suprafața D_2O; *3* — cartușe cu substanță fisionabilă; *4, 6, 8, 9, 10, 11* — orificii și dispozitive pentru cercetări; *5* — reflector de grafit; *7* — blindaj de oțel răcit cu apă; *12* — una din cele șase bare de reglaj; *13* — blindaj de beton.

15.3.1. *Reactorul cu apă grea*

Reactorul cu uraniu și grafit de care s-a vorbit mai sus face parte din grupul *reactorilor eterogeni cu neutroni*, deoarece *moderatorul* și *substanța fisionabilă sînt separate* una de alta. Din același tip face parte și reactorul cu apă grea. D_2O are avantajul, față de grafit, că frînează neutronii în măsură mult mai mare. De aceea reactorul poate fi făcut de dimensiuni mult mai mici, ceea ce face ca densitatea fluxului de neutroni să crească. Un exemplu de acest fel de reactor este reactorul NRX, care se găsește în funcțiune din anul 1947 la Chalk-River (Canada).

15.3.2. *Reactorul omogen*

La reactorul omogen materialul fisionabil este dizolvat în moderator sau se găsește în suspensie în el. Un reactor mic, deosebit de interesant, de acest tip constă dintr-o sferă cu pereți subțiri făcuți din tablă de oțel și cu diametrul de 30 cm (fig. 200).

Tabela 16. **Tipurile de reactori**

Combustibilul	Construcţia	Felul neutronilor	Moderatorul	Evacuarea căldurii	Scopul
Uraniu metalic natural	Eterogen (moderatorul şi substanţa fisionabilă sînt separate)	Neutroni lenţi	Grafit	Apă obişnuită H_2O	Cercetări, încercarea materialelor
Oxid de uraniu, săruri de uraniu			Apă obişnuită H_2O	Apă grea D_2O	Prepararea izotopilor
Uraniu îmbogăţit cu AcU, Pu sau U-233	Omogen (ambele amestecate)	Neutroni mijlocii		Na lichid, Amestec de Na şi K	Producere de energie
AcU, Pu sau U-233 pure	Substanţă fisionabilă în soluţie / Substanţă fisionabilă în suspensie	Neutroni rapizi	Apă grea D_2O	Mercur / Gaze	
Aliaje de uraniu			Beriliu	Bismut lichid	Înmulţirea (formarea) de substanţe fisionabile

Ea este umplută cu o soluţie de uranil, care este foarte îmbogăţită în AcU-235. O mică serpentină din interiorul sferei este parcursă de apa de răcire. Dizolvantul este apa obişnuită şi serveşte în acelaşi timp şi ca moderator. Soluţia conţine 5 kg uraniu, dintre care 580 g AcU-235. Sfera este înconjurată de o manta de beriliu, care serveşte ca reflector. În acesta se introduc nişte bare de cadmiu pentru reglarea reacţiei. Prin mărirea concentraţiei, s-a putut ridica puterea la 50 kW. Bineînţeles că şi acest reactor este înconjurat de un zid gros de beton. Un reactor de acest fel, numit „water-boiler" (fierbător de apă), construit după un model american, a fost pus în funcţiune la Frankfurt-am-Main (Republica Federală Germană) la sfîrşitul anului 1957.

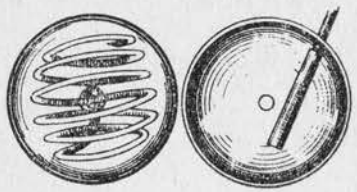


Fig. 200. Reactor omogen (deschis). În jumătatea din stînga se poate vedea serpentina de răcire, iar la dreapta o sondă pentru măsurări.

În Olanda se pune la punct în prezent un reactor cu suspensie, care funcţionează cu UO_2 în apă.

15.3.3. *„Reactorul apă-apă"*

Cel mai simplu reactor eterogen pentru cercetări este „reactorul apă-apă". Miezul reactorului, constînd din bare de uraniu şi de absorbant, atîrnă ca un ascensor într-un bazin cu apă adînc de cîţiva metri. Apa serveşte în acelaşi timp ca moderator, ca agent de răcire şi ca protecţie contra radiaţiilor. Dată fiind puterea sa mare (peste 100 kW) este necesară circulaţia artificială a apei şi o protecţie specială contra izotopului N-16 care ia naştere. Un reactor de acest tip a fost pus în funcţiune la Rossendorf lîngă Dresda, la 16.12.1957.

15.3.4. *Reactorul cu neutroni rapizi*

Acest reactor funcţionează cu neutroni nefrînaţi şi, deci, fără moderator. Acest lucru este posibil numai cînd stă la dispoziţie material fisionabil foarte îmbogăţit sau pur, deoarece în caz contrar pierderile de neutroni prin captură din partea U-238 devin prea mari. Un reactor de acest tip, care se găseşte la Los Alamos, conţine bare de plutoniu pur, iar căldura este evacuată cu ajutorul mercurului. În alte instalaţii se foloseşte, pentru transmiterea căldurii, sodiu metalic lichid. Avantajele răcirii cu sodiu sînt absorpţia redusă de neutroni, temperatura joasă de topire a sodiului (97°C), temperatura sa ridicată de vaporizare (850°C) şi coeficientul foarte bun de transmisie a căldurii şi de conductibilitate termică. Din păcate, sodiul reacţionează extrem de violent cu apa şi cu aerul. De aceea, pentru motive de securitate a exploatării, se consideră că reactorii răciţi cu apă şi cu gaze sînt cei care au cele mai bune perspective în viitorul apropiat.

15.4. **Producerea energiei prin fisiune nucleară**

Energia care se pune în libertate cu prilejul fisiunii nucleare era considerată în ţările apusene, în anii trecuţi, ca un fenomen accesoriu mai mult sau mai puţin supărător şi era evacuată cu ajutorul agenţilor de răcire. Folosirea practică a ei a fost, ce-i drept, mult discutată, dar numai la Harwell (Anglia) s-a întrebuinţat pînă acum 50% din căldura respectivă pentru încălzirea clădirilor, iar reactorul înmulţitor („breeder") din Idaho (U.S.A.) alimentează în plus o turbină de 250 kW. Instalaţia sovietică deja pomenită, cu o putere de 5 000 kW, este prima în genul ei

care, începînd de la 27.6.1954, servește exclusiv la producerea de energie și care a determinat acum și alte țări să apuce pe această cale nouă. Și în Republica Democrată Germană se va construi, chiar în cursul celui de-al doilea cincinal, primul reactor energetic.

Centrala atomoelectrică este o instalație de forță, cu abur, care primește de la un reactor nuclear cantitatea de căldură necesară.

Am calculat deja (p.201) energia care ia naștere cu prilejul fisiunii nucleare a AcU-235 pur. Dacă se folosește complet uraniul obișnuit, transformînd U-238 întîi în plutoniu, rezultă cam aceeași valoare. În cazul cel mai favorabil, adică dacă se valorifică întreaga cantitate, se capătă următoarele cifre:

1 kg AcU-235, respectiv uraniu obișnuit, pe calea ocolită prin procedeul înmulțirii („breeding"), dă o cantitate de căldură echivalentă cu 24 milioane kWh, ceea ce corespunde la 2 500 t cărbune (huilă). 1 kg uraniu obișnuit dă 180 000 kWh dacă se folosește numai AcU-235 pe care-l conține în mod natural, ceea ce corespunde la 18 t cărbune (huilă).

15.4.1. *Centrala atomoelectrică sovietică* [1])

Partea principală a centralei sovietice (fig. 201 și 202) o formează reactorul propriu-zis cu uraniu îmbogățit pînă la 5% AcU-235 și grafit [2]).

Puterea termică a centralei este de 30 000 kW. Ea este construită în mod special pentru temperaturi înalte, deoarece o mașină cu abur lucrează avantajos din punct de vedere economic numai cu abur la presiune înaltă și, deci, cu temperatură înaltă.

Căldura care ia naștere în reactor este absorbită de apă distilată la 260... 270°C, care circulă într-un sistem de conducte de oțel inoxidabil. Dat fiind că, din cauza conținutului său ridicat de oxigen, această apă devine foarte radioactivă (0,2 Cu/l), datorită radiațiilor, ea circulă printr-un schimbător de căldură, în care se produc în fiecare oră 40 t abur la presiune de 12,5 at. Acest abur pune în mișcare un turbogenerator de construcție obișnuită.

[1]) Dată în exploatare la 27.VI.1954, este prima din lume care folosește energia nucleară pentru producerea energiei electrice în scopuri industriale.

[2]) Alte amănunte asupra construcției și funcționării reactorului sovietic și despre alte proiecte se pot găsi în articolul lui Blohințev și Nikolaev publicat în revista „Die Technik", 1956, nr. 1 și 2.

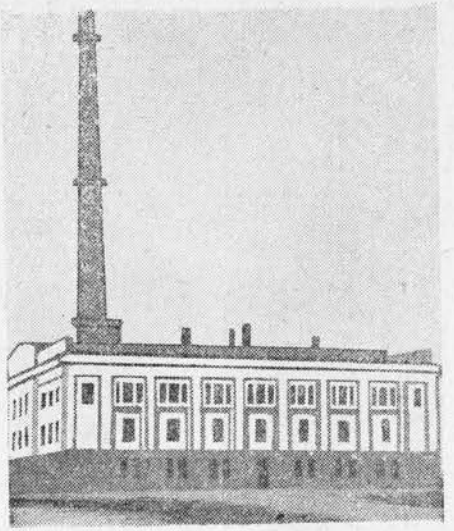


Fig. 201. Centrala atomoelectrică sovietică.

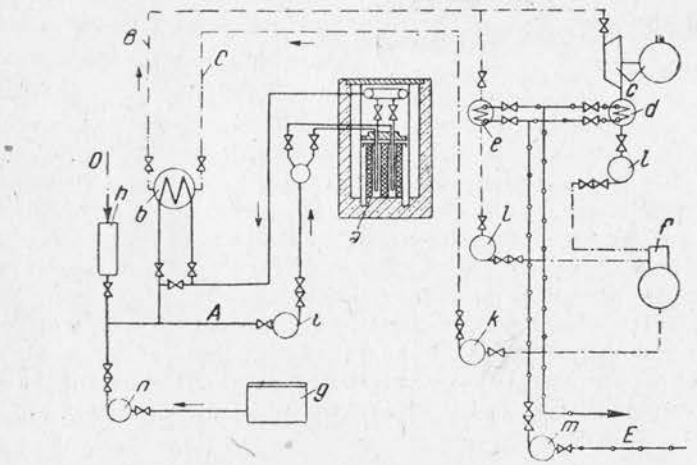


Fig. 202. Schema centralei atomoelectrice sovietice:
a — reactor; *b* — vaporizator; *c* — turbogenerator; *d* — condensator de turbină; *e* — condensator de pornire; *f* — dezaerisitor; *g* — rezervor suplimentar de apă; *h* — compensator de volum; *i* — pompă de circulație pentru apa de răcire; *n* — pompă de alimentare a circuitului primar; *A* — apă din circuitul primar (100 at); *B* — abur (12,5 at); *C* — aburul condensat al circuitului secundar; *D* — aer comprimat; *E* — apă de răcire.

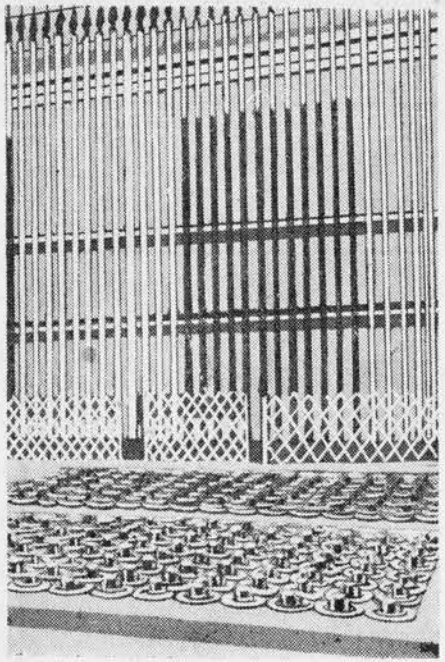


Fig. 203. Rezervă de bare de uraniu noi și depozit subteran de bare uzate, la centrala atomoelectrică sovietică.

Uraniul se găsește în 128 elemente de combustibil (fig. 203), din care însă sînt suficiente 60 pentru funcționarea reactorului. *Căldura* dezvoltată în unitatea de timp se ridică la 55 kW pe fiecare kilogram de uraniu. Fluxul de căldură emis de suprafața uraniului este de $1{,}5 \cdot 10^6$ kcal/m²·h. În timpul funcționării reactorului, îmbogățirea scade de la 5% la 4,2%, AcU-235 consumîndu-se în proporție de 15%. Reglajul se face cu ajutorul a 18 bare de compensație făcute din carbură de bor. Adîncimea la care se coboară aceste bare este unitatea de măsură a rezervei de combustibil nuclear care mai există în reactor. Alte patru bare lucrează complet automat și mențin temperatura constantă cu o precizie de 3%. Cînd se declanșează unul din cele 12 semnale de alarmă diferite — de exemplu dacă producerea de căldură este depășită cu 20% — cad automat două bare și opresc reacția. În niște canale speciale pot fi expuse diferite probe de materiale la un flux de neutroni cu o densitate de $2 \cdot 10^{13}$ pînă la $8 \cdot 10^{13}$ neutroni/cm²·s. Reactorul însuși este înconjurat de un strat protector de apă, gros de 1m și de un zid de beton cu grosimea de 3 m. Aerul radioactiv care se formează în sălile de lucru este evacuat printr-un coș înalt. Amorsarea reactorului durează circa o jumătate de oră.

15.4.2. *Centrala atomoelectrică de la Calder Hall*

La 17.10. 1956 s-a conectat la rețeaua generală de electricitate centrala atomo-electrică, actualmente cea mai mare, de la Calder Hall (Anglia), cu o putere maximă de 190 000 kW (puterea generatorilor electrici) (fig. 204). Ea constă din doi reactori, fiecare alimentat cu cîte 120 t uraniu natural sub formă de bare închise în învelișuri de aliaj de magneziu.

Ca moderator servește grafitul, iar pentru transmisia căldurii, bioxidul de carbon gazos, comprimat la 7 at, la o temperatură

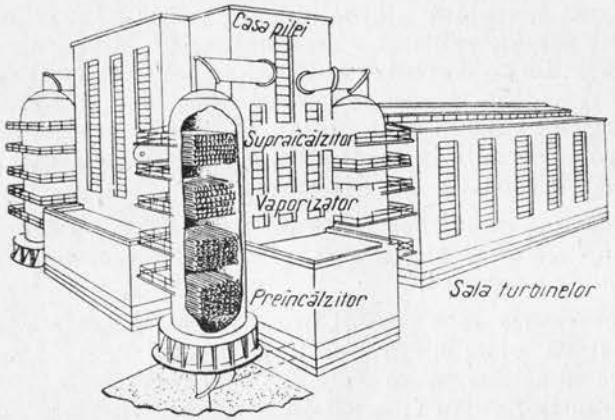


Fig. 204. Una din cele două clădiri conținînd reactorii centralei atomoelectrice de la Calder Hall.

de regim de 340°C. Acest prim circuit transmite energia sa, prin intermediul unor schimbătoare de căldură, apei ai cărei vapori puțin supraîncălziți acționează turbinele. Deși uzina servește în primul rînd la fabricarea plutoniului costul energiei electrice ar fi deja cuprins în limite comparabile cu centralele termoelectrice cu cărbune. Programul englez propriu-zis de producere de energie (p. 235) este independent de această centrală și va realiza o economicitate și mai mare.

15.4.3. *Procedeul înmulțirii* („*breeding*")

Deși problemele tehnice ale producerii de energie atomoelectrică pot fi considerate în principiu ca rezolvate, nu trebuie să se piardă din vedere nici latura economică. Trebuie să se țină seamă în primul rînd că energia provine exclusiv din AcU-235. Prin urmare, nu se poate valorifica decît 0,7% din uraniul care se obține cu atîta greutate, iar în practică chiar numai 15% din această cantitate, deoarece reacția se oprește din cauza produselor de fisiune care încep să predomine prematur. Recuperarea AcU-235

neîntrebuințat este extrem de costisitoare. În Canada, avînd în vedere zăcămintele bogate de minereu, se renunță complect la această recuperare și se așteaptă pînă se vor găsi procedee mai economice de regenerare a elementelor de combustibil epuizate.

O oarecare îmbunătățire a randamentului se produce atunci cînd se întrebuințează uraniu natural, prin faptul că în acesta se formează neîncetat plutoniu, care participă și el la reacție. În modul acesta, cantitatea de uraniu „ars" în reactor se ridică la circa 1%. De aceea pentru economicitatea producerii de energie, este hotărîtor în ce măsură se va reuși să se mărească și mai mult procentul de utilizare a uraniului. O cale de atingere a acestui scop, care ar permite în cazul ideal o valorificare 100% a uraniului, este procedeul înmulțirii („breeding").

Reactorul înmulțitor („breeder") are de scop să producă cel puțin tot atîta plutoniu cît AcU-235 se consumă cu prilejul fisiunii uraniului.

În ce măsură este posibil acest lucru ne arată examinarea producției de neutroni în diferitele procese de fisiune. Pentru fisionarea unui nucleu de AcU-235 este necesar un neutron, pe cînd, în medie, devin liberi 2,46 neutroni. În afară de aceasta însă, se pierd încă 0,19 neutroni prin captură fără fisiune, în urma căreia se formează U-236 nefisionabil. Prin urmare, la fiecare proces de fisiune se consumă 1,19 neutroni și se produc 2,46, ceea ce reprezintă un cîștig de 2,46—1,19=1,27 neutroni (fig. 205).

Dacă acest proces s-ar putea conduce astfel încît fiecare din acești neutroni în exces să formeze prin „depunere" pe U-238 un nucleu de plutoniu, s-ar putea cîștiga tot atît material fisionabil nou cît se consumă. S-ar dispune astfel de un *factor înmulțitor* egal cu 1[1]). Dacă se face cîtul $\frac{1,27}{1,19}$, rezultă în exemplul nostru chiar valoarea 1,07.

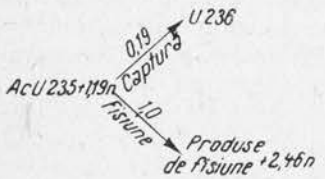


Fig. 205. Bilanțul neutronilor în cazul fisonării AcU-235.

Însă din păcate celelalte pierderi de neutroni inevitabile în reactor (difuziunea, absorpția în moderator sau în produsele de fisiune și în piesele construcției) sînt așa de mari, încît nu se poate ajunge în modul acesta nici măcar aproximativ la un factor de înmulțire egal cu 1. Mult mai avantajos este, în schimb, bilanțul cînd se folosesc neutroni rapizi. În acest caz,

[1]) Dacă acest factor este mai mic decît 1, se numește „factor de conversie".

este drept că secțiunea de fisiune se micșorează considerabil dar captura de neutroni devine comparativ tot atît de mică, încît rezultă un cîștig de neutroni de 2,46—1,07=1,39, ceea ce corespunde unui cît egal cu $\frac{1,39}{1,07} = 1,30$.

Acest raport este și mai favorabil în cazul cînd neutronii rapizi acționează asupra plutoniului. Pe aceste concepții se bazează *reactorul înmulțitor* („breeder"). El funcționează cu neutronii rapizi și are de scop să obțină din U-238 cît mai mult Pu-239. Miezul său, de mărime cam cît o minge de foot-ball, format din AcU-235, este înconjurat de o manta groasă de U-238 (fig. 206). Puterea specifică foarte ridicată, de 240 kW/l, permite să ia naștere în interior un puternic flux de neutroni, care este capturat în U-238 și astfel acesta se transformă în Pu-239.

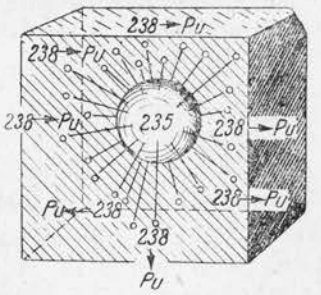


Fig. 206. Procesul ce are loc în reactorul înmulțitor („breeder").

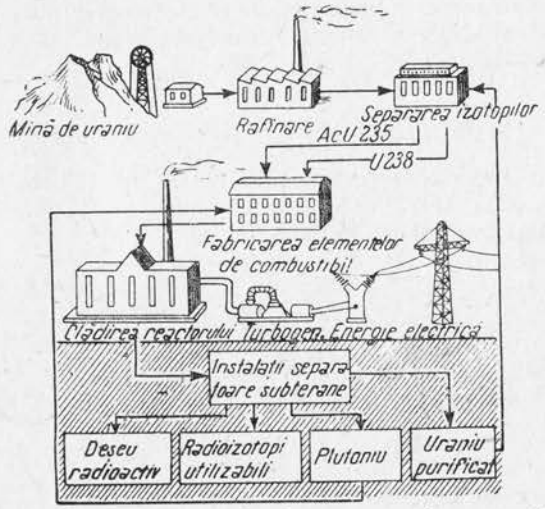


Fig. 207. Circuitul uraniului într-o centrală atomoelectrică.

Chiar dacă nu se ajunge exact la un factor de înmulțire egal cu 1, totuși s-a făcut un mare pas spre o mai bună utilizare a uraniului, căci Pu-239 se poate separa chimic relativ ușor și

poate fi folosit la fabricarea de noi elemente de combustibil, fără a fi nevoie să se recurgă mereu la costisitorul AcU-235. La Conferința pentru folosirea energiei atomice în scopuri pașnice de la Geneva s-a comunicat că în prezent ne putem aștepta, pe scară industrială, la un factor de conversiune de 0,5...0,7, ceea ce este destul de mult.

15.4.4. *Valorificarea toriului*

Și mai mare este importanța procedeului înmulțirii („breeding") pentru valorificarea elementului $^{232}_{90}$Th (toriu). Acesta este un metal greu, argintiu, ai cărui compuși servesc, între altele, la fabricarea sitelor incandescente pentru lămpile cu gaz. El se găsește în cantități mari în nisipul de monazit din Brazilia, India, Ceylon, și Indonezia. Utilizarea lui este cu atît mai importantă cu cît rezervele de uraniu nu sînt nelimitate. Rezervele mondiale de toriu sînt evaluate la 200 000 t și pot înlocui producția de cărbuni pe 500 ani.

Toriul însuși nu este fisionabil și nici nu conține un izotop fisionabil, ca uraniul. El are însă aceeași proprietate de a captura neutroni ca și U-238 și de a se transmuta astfel într-un izotop fisionabil, $^{233}_{92}$U (fig. 208). Procesul decurge conform ecuației

$$^{232}_{90}\text{Th}\ (n,\gamma)\ ^{233}_{90}\text{Th}^* \xrightarrow{\beta^-} {}^{233}_{91}\text{Pa}^* \xrightarrow{\beta^-} {}^{233}_{92}\text{U}^*.$$

Uraniul-233 are timpul de înjumătățire foarte lung de 160 000 ani și exact ca și AcU-235 și Pu-239 poate fi folosit drept combustibil pentru reactorii nucleari.

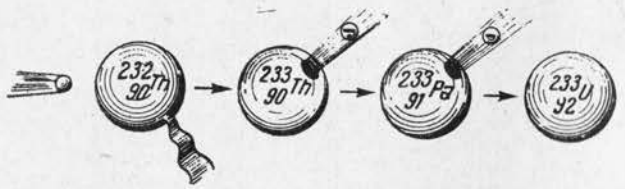


Fig. 208. Transmutația toriului în reactorul înmulțitor („breeder").

Din toriu se poate obține U-233 ușor fisionabil.

Transmutația toriului se poate realiza pe calea înmulțirii („breeding"). În acest caz, este deosebit de avantajos faptul că

pentru înmulțire sînt suficienți neutronii termici. Bilanțul neutronilor se poate vedea din fig. 209 și dă cîtul

$$\frac{2{,}54 - 1{,}1}{1{,}1} = 1{,}30.$$

15.4.5. *Materialele de construcție ale reactorului*

Trebuie să se dea o atenție deosebită materialelor folosite la construcția reactorului. Alegerea lor nu se face numai din punct de vedere tehnologic, ci este limitată de la început de faptul că materialele utilizate în reactor trebuie să aibă o secțiune eficace cît se poate de mică, pentru a menține la un nivel redus pierderile prin captură de neutroni. Partea cea mai sensibilă o reprezintă elementele de combustibil, care conțin combustibilul nuclear mai ales sub formă compactă de bare, plăci sau table. Uraniul are însă proprietatea supărătoare de a-și modifica structura cristalină și totodată și înfățișarea exterioară după încălzire și răcire repetată, așa încît, de exemplu, lungimea unei bare se mărește considerabil. Această instabilitate a formei face obligatorie alierea uraniului cu zirconiu și alte metale și folosirea procedeului sinterizării. Cu toate acestea, temperatura maximă a uraniului nu trebuie să depășească în nici un punct 500°C. În experiențele mai noi, uraniul se folosește sub formă de table subțiri sau în combinație cu corpuri ceramice. Deosebit de critice sînt modificările interne de structură pe care le suferă uraniul prin formarea de produse de fisiune și de plutoniu. Ele fac ca limita superioară a consumului realizabil să fie astăzi de circa 1%.

Fig. 209. Bilanțul neutronilor în cazul fisionării U-233.

Aluminiul care servește la învelirea uraniului are dezavantajele unei temperaturi scăzute de topire și al unei rezistențe reduse la căldură. La temperaturi mai ridicate, el difuzează în uraniu și face să se coboare temperatura maximă admisibilă la 300°C. Deși zirconiul și aliajele cu zirconiu s-au dovedit avantajoase, totuși problema unui înveliș rezistent la coroziune, care în același timp să adere bine, să reziste la toate variațiile de temperatură și să permită și transmisia bună a căldurii, încă nu este rezolvată în mod satisfăcător.

Grafitul care servește ca moderator are proprietatea că se umflă sub influența neutronilor rapizi și pierde considerabil din conductibilitatea termică. Acest lucru trebuie avut neapărat în vedere la construirea reactorului.

Toate celelalte elemente de construcție ale unui reactor sînt de asemenea expuse unei iradieri puternice cu neutroni, din care cauză proprietățile lor tehnice se pot modifica radical. Aceasta depinde în primul rînd de secțiunea de captură pentru neutronii termici, care secțiune este din fericire mică pentru metalele beriliu, zirconiu, aluminiu și magneziu (vezi tabela 13, p. 168). Beriliul, care conform acestei tabele este materialul cel mai indicat, este însă foarte costisitor și în plus puțin rezistent la coroziune. Magneziul ar fi potrivit numai sub formă de aliaje. După cercetările sovietice[1]), s-a dovedit că are însușiri bune oțelul inoxidabil, care rezistă foarte bine la neutroni și totodată este rezistent la coroziune. Rezistența la rupere și duritatea chiar se măresc, pe cînd alungirea scade, dar rămîne încă în limite admisibile.

Problemele atinse aici doar în treacăt arată ce lucrări vaste de cercetări mai sînt încă de făcut în acest domeniu al tehnologiei materialelor. S-a calculat că jumătate din cheltuielile necesare pentru construirea unui reactor industrial sînt absorbite de încercările de materiale.

15.4.6. *Dezvoltarea viitoare*

Ca la orice creație tehnică nouă, evoluția este încă în plin progres. Proiectele care se găsesc astăzi în construcție sau în curs de proiectare privesc reactori de cele mai diferite tipuri. Încă nu se poate spune care sistem se va impune în cele din urmă[2]). Poate că reactorul cu uraniu va fi înlocuit de surse de energie care funcționează pe principiul fuziunii nucleare, înainte chiar de a ajunge la completă maturitate. Din următoarea listă, care nu cuprinde nici pe departe toate proiectele existente în lume, se poate vedea în ce ritm progresează acest domeniu.

[1]) *Konobeevski* și alții, „Efectele iradierii asupra materialelor de construcție". Referat prezentat la Conferința pentru folosirea energiei atomice în scopuri pașnice de la Geneva din 1955.

[2]) *Münziger*, „Atomkraft", Springer-Verlag, Berlin 1956, conține și alte amănunte tehnice asupra centralelor atomoelectrice cum și perspectivele lor. Se vor urmări în primul rînd informațiile curente din revistele de specialitate.

La sfîrșitul anului 1956 *existau*[1])

în U.S.A.		58 reactori
în Marea Britanie		16 reactori
în U.R.S.S.		8 reactori
în Canada		4 reactori
în diferite alte țări		21 reactori
	total	107 reactori

Dezvoltarea în următorii cîțiva ani

		Puterea electrică totală
U.R.S.S. :	În al 6-lea cincinal (pînă în 1960) 5 centrale atomoelectrice mari la Moscova, Leningrad, Munții Urali și lîngă Sverdlovsk, în plus cîteva centrale experimentale, 10 tipuri diferite	2,5 milioane kW
Anglia :	Pînă în 1965, 12 centrale atomoelectrice, dintre care 8 răcite cu gaz și 4 cu lichid	1,5...2 milioane kW
U.S.A. :	Pînă în 1960, 5 proiecte mai mari de diferite tipuri, și 5 reactori experimentali mai mici	691 000 kW
R.D.G. :	1 reactor de cercetări cu o putere termică de 2 000 kW, pus în funcțiune la 16.12.1957[2]), iar în al doilea plan cincinal (pînă în 1960) 1 centrală atomoelectrică mare	70 000 kW
R.F.G. :	Reactori la Karlsruhe, München, Frankfurt, Hamburg și Berlin, pentru cercetări.	
Canada:	Pînă în 1958, 1 centrală atomoelectrică	20 000 kW

Prima centrală mare atomoelectrică, cu puterea electrică de 190 000 kW, a intrat în funcțiune în octombrie 1956 la Calder Hall (Anglia). Este vorba de o instalație cu sarcină termică slabă,

[1]) Lista este luată din M.v. Ardenne, „Tabellen zur angewandten Kernphysik", VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1956.

[2]) La lista aceasta mai trebuie adăugat 1 reactor de cercetări în R.P.R. analog celui din R.D.G., pus în funcțiune în vara anului 1957 și alți reactori în Ungaria, Cehoslovacia etc. (N.Red.E.T.).

cu CO_2 gazos ca agent de transmisie a căldurii. Este apoi remarcabil faptul că s-a început echiparea vaselor cu motoare atomice. În Uniunea Sovietică s-a construit un spărgător de gheață de 16 000 t, cu motoare având o putere de 44 000 CP și o viteză de 18 noduri. Submarinul atomic american *Nautilus* parcursese pînă la începutul anului 1959 circa 25 000 mile, fără să se realimenteze cu combustibil. Deocamdată acest mod de propulsie nu se poate folosi la vehiculele terestre sau la avioane, din cauza greutății enorme a blindajului de protecție contra radiațiilor. Totuși, se lucrează deja la proiecte în acest sens.

16. Izotopii radioactivi și întrebuințările lor

16.1. Prepararea izotopilor radioactivi

Izotopii preparați pe cale artificială sînt deja cunoscuți încă de la descoperirea radioactivității artificiale (1934). Sursele naturale de radiații care stăteau la dispoziție pe atunci erau însă atît de slabe, încît substanțele obținute nu puteau fi detectate pe cale chimică și nici nu erau în cantități ponderabile. Numai fluxurile puternice de neutroni și de alte particule ce se pot obține în reactorii nucleari și în marii acceleratori de particule permit să se prepare izotopi în cantități care să poată servi la întrebuințări practice.

Pentru prepararea izotopilor radioactivi sînt accesibile mai multe căi. În primul rînd, ei pot fi separați chimic din combustibilul uzat, o dată cu recuperarea uraniului pe care-l mai conține acest combustibil. În reactorii producători de energie, izotopii radioactivi iau naștere ca produse reziduale de valoare considerabilă, ceea ce face ca rentabilitatea acestor instalații să crească foarte mult. Se pot introduce și alte substanțe în interiorul reactorului și se pot expune radiațiilor pînă ce s-a format o cantitate suficient de mare din izotopul radioactiv dorit.

Toate operațiile în legătură cu aceste lucrări trebuie să fie efectuate cu cea mai mare precauție, din cauza radiației puternice. Între altele, se face uz de așa-numitele „mîini magice", adică de niște organe mecanice de apucare, ce reproduc exact fiecare mișcare a degetelor persoanei care se servește de ele (fig. 210).

Izotopii radioactivi sînt izotopi ai nucleelor naturale sau artificiale, care devin radioactivi prin iradiere cu neutroni sau pot fi extrași din produsele de fisiune ale reactorului nuclear.

Cea mai mare parte din izotopii radioactivi emit radiații β^+ sau β^-, adică se dezintegrează emițînd pozitroni sau electroni. Astăzi este posibil să se prepare izotopi radioactivi din orice element chimic și se cunosc pînă acum peste 800 astfel de izotopi. Din ei se pot prepara tot felul de compuși chimici, care corespund perfect elementelor stabile respective. Ar fi imposibil să enumerăm aici toți izotopii radioactivi[1]). Vom da, prin urmare, numai cîteva exemple în tabloul 5 care urmează.

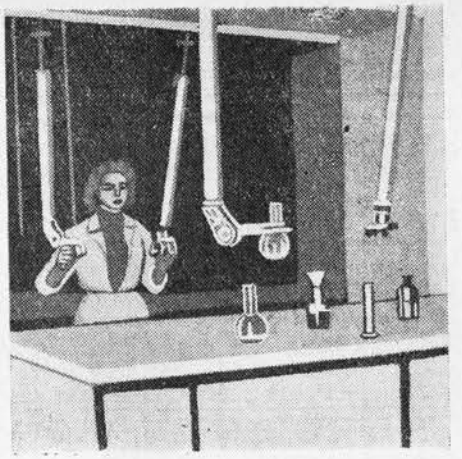


Fig. 210. Mîini magice.

Valorile energiei date în tablou se referă, în fiecare caz, la componenta cea mai importantă a radiației.

Tabloul 5. **Cîțiva izotopi radioactivi**

Izotopul	Timpul de înjumătățire	Radiația	Energia în MeV		Modul de preparare a izotopului
			β	γ	
$^{3}_{1}H$	12,5 ani	β	0,0185	—	$^{6}_{3}Li$ (n, α)
$^{14}_{6}C$	5 700 ani	β	0,156	—	$^{14}_{7}N$ (n,p)
$^{24}_{11}Na$	14,8 ore	β,γ	1,4	2,8	$^{23}_{11}Na$ (n,γ)
$^{32}_{15}P$	14,3 zile	β	1,7	—	$^{32}_{16}S$ (n,p)
$^{35}_{16}S$	87,1 zile	β	0,168	—	$^{35}_{17}Cl$ (n,p)
$^{42}_{19}K$	12,4 ore	β,γ	3,58	2,1	$^{41}_{19}K$ (n,γ)
$^{45}_{20}Ca$	180 zile	β	0,26	—	$^{44}_{20}Ca$ (n, γ)
$^{51}_{24}Cr$	26,5 zile	γ	—	0,32	$^{50}_{24}Cr$ (n, γ)
$^{59}_{26}Fe$	45 zile	β,γ	0,46	1,3	$^{58}_{26}Fe$ (n,γ)

[1]) O tabelă bogată se găsește în Espe-Kuhn, „Elementare Grundlagen der Kern-Physik", Leipzig, 1955.

Tabloul 5. (continuare)

Izotopul	Timpul de înjumătățire	Radiația	Energia în MeV		Modul de preparare a izotopului
			β	γ	
$^{60}_{27}$Co	5,3 ani	β,γ	(0,31)	1,3	$^{59}_{27}$Co (n,γ)
$^{65}_{30}$Zn	250 zile	β,γ	0,32	1,1	$^{64}_{30}$Zn (n,γ)
$^{110}_{47}$Ag	225 zile	β,γ	1,3	1,4	$^{109}_{47}$Ag (n,γ)
$^{131}_{53}$J	8 zile	β,γ	0,595	0,367	fisiunea uraniului
$^{137}_{55}$Cs	33 ani	β,γ	(0,52)	0,602	fisiunea uraniului
$^{134}_{55}$Cs	2,3 ani	β,γ	0,66	0,79	$^{133}_{55}$Cs (n,γ)
$^{170}_{69}$Tu	127 zile	β,γ	0,88	0,084	$^{169}_{69}$Tu (n,γ)
$^{182}_{73}$Ta	117 zile	β,γ	1,0	1,22	$^{181}_{73}$Ta (n,γ)
$^{185}_{74}$W	74 zile	β	0,43	—	$^{184}_{74}$W (n,γ)
$^{192}_{77}$Ir	70 zile	β,γ	(0,67)	0,6	$^{191}_{77}$Ir (n,γ)
$^{198}_{79}$Au	2,7 zile	β,γ	0,97	0,4	$^{197}_{79}$Au (n,γ)
$^{204}_{81}$Tl	4 ani	β	0,8	—	$^{203}_{81}$Tl (n,γ)

16.2. **Cobaltul**-60

Printre numeroșii izotopi radioactivi, cobaltul-60 atrage atenția în mod deosebit (fig. 211). După cum se vede din ultimul tablou, el are un timp de înjumătățire de 5, 3 ani și emite radiații γ de aproximativ 1,3 MeV. În privința duratei și a felului radiațiilor, el seamănă cu radiul, dar se poate prepara mult mai ieftin și în cantități oricît de mari din cobaltul metalic natural. Un curie (p.111) de Co-60 costă numai circa 500 DM față de 100 000 DM cît costă un curie de radiu. El este folosit de cîtva timp cu mare succes în locul radiului la tratamentul cancerului (fig. 212).

În agricultură se deschid noi perspective, prin faptul că se pot iradia cîmpuri experimentale întregi cu Co-60, care se întrebuințează în acest scop cu kilogramele. Radiația γ provoacă în cromozomii celulelor germinale ale plantelor modificări bruște ale eredității, așa-numitele *mutații*. Dintre acestea se selecționează și se cultivă mai departe varietăți de plante cu însușiri noi. Primele succese concrete au și fost comunicate din Uniunea So-

vietică. Și iradierea alimentelor are efecte interesante. În felul acesta se poate întîrzia un timp îndelungat încolțirea cartofilor și a cepei, iar cele mai multe alimente se sterilizează în așa fel, încît pot fi păstrate la temperatura camerei un timp mai lung.

16.3. **Metoda atomilor marcați**

Izotopii radioactivi se comportă, din punct de vedere chimic și biologic, exact ca și elementele stabile respective. Dacă se prepară, de exemplu, sare de bucă-

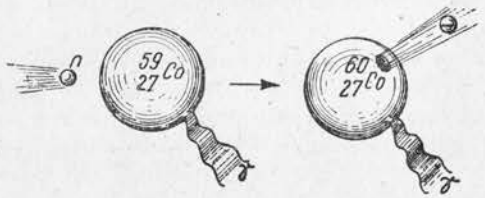


Fig. 211. Cum ia naștere cobaltul-60.

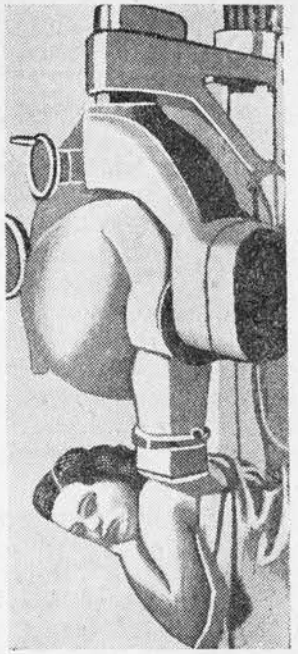


Fig. 212. Aparat sovietic pentru gamma-terapie, cu 400 Cu Co-60.

tărie (NaCl) care conține urme slabe și inofensive de sodiu radioactiv, această sare de bucătărie *marcată*, prin capacitatea sa de a emite radiații, nu se deosebește prin nimic de sarea obișnuită. Sodiul radioactiv își trădează însă pretutindeni prezența prin radiația γ pe care o emite și poate fi detectat cu contorul Geiger. El acționează ca indicator (sau trasor) și arată exact unde se găsește sarea întrebuințată.

Indicatorii radioactivi — atomii marcați (sau trasorii) — sînt urme de izotopi radioactivi, detectabili după radiațiile lor, care se adaugă la compușii chimici obișnuiți ai aceluiași element.

Aplicații în medicină. Dacă se injectează o astfel de sare de bucătărie în vena unui braț, radiația se manifestă după 75 de secunde în sudoarea celuilalt braț și indică viteza proceselor de

metabolism din corp. Cu ajutorul contorului se poate urmări cu uşurinţă, în ce puncte ale corpului se depun mai întîi anumite substanţe înghiţite o dată cu alimentele. S-a constatat că fosforul se duce de preferinţă în oase şi că fosforul care se găseşte deja acolo este eliminat neîncetat. Şi în alte puncte ale corpului are loc un schimb de atomi, fapt care fără aceşti atomi marcaţi n-ar fi putut fi niciodată observat.

Acumularea unor izotopi radioactivi de preferinţă, în anumite organe, poate servi în acelaşi timp şi ca un mijloc de tratament cu radiaţii la faţa locului. De exemplu, în anumite cazuri, se poate trata cancerul tiroidei cu iod γ-activ, care se acumulează în glanda tiroidă după ce s-a luat medicamentul respectiv. Injecţia de fluoresceină conţinînd iod radioactiv face cu putinţă descoperirea şi delimitarea tumorii cerebrale, care altminteri este foarte dificilă de localizat. Acest preparat se depune de preferinţă în tumoare, a cărei poziţie exactă se poate stabili din exterior cu contorul Geiger (fig. 213).

Aplicaţii în biologie. O problemă pînă acum nerezolvată era fotosinteza hidraţilor de carbon în plante. După cum se ştie, din CO_2 şi H_2O, în prezenţa clorofilei şi sub acţiunea luminii solare se formează amidon vegetal şi oxigen. Cu ajutorul atomilor

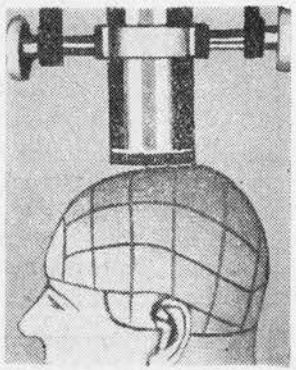


Fig. 213. Reperarea unei tumori cerebrale.

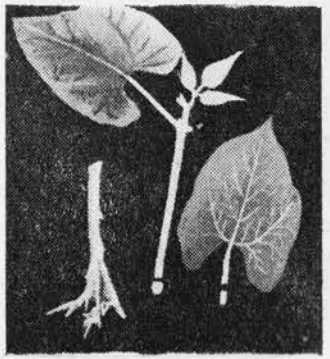


Fig. 214. Autoradiograma unei plante (fasole).

marcaţi s-a putut lămuri în mare măsură acest proces complicat şi în acelaşi timp s-a descoperit că oxigenul expirat de plante nu provine din CO_2, ci din apă. Alte probleme se ivesc în legătură cu chimia solului şi cu îngrăşămintele artificiale. Figura 214 arată

cum s-a repartizat într-o plantă (fasole) sulful pe care-l conţine îngrăşămîntul [1]).

Aplicaţii în chimie. Cu ajutorul izotopilor radioactivi se obţin informaţii importante asupra structurilor moleculare. O metodă modernă de detectare a urmelor de elemente consistă în următoarele. Substanţa ce urmează a fi cercetată pentru a se căuta în ea un anumit element este iradiată în reactor împreună cu o cantitate etalon perfect cunoscută din acest element. Se compară apoi radioactivitatea provocată în felul acesta în ambele elemente, ceea ce permite să se stabilească un raport cantitativ chiar de $1/10^8$. Astfel s-au putut descoperi, de exemplu, galiul şi paladiul în meteoriţii de fier.

16.4. Aplicaţii în tehnică

16.4.1. *Radiografia*

Pînă acum, pentru *radiografierea* pieselor mecanice, pentru căutarea defectelor de material (de exemplu golurile), pentru controlul sudurilor etc., se foloseau mai cu seamă radiaţiile X sau ultrasunetele. Aparatele de radiaţii X, mici şi comode, permit radiografierea unor straturi de grosime redusă, de exemplu în cazul oţelului straturi pînă la 100 mm grosime. Instalaţiile de radiaţii X de 500 kV, 1 şi 2 MV construite în ultimii ani, precum şi betatronul, sînt, ce-i drept, mai puternice şi sînt preferate în practică, dar astfel de aparate nu se găsesc la îndemînă pretutindeni sau nu sînt utilizabile în locuri greu accesibile.

În astfel de cazuri, izotopii radioactivi sînt de mare folos. Radiaţia lor γ, extraordinar de intensă şi cu lungimi de undă extrem de scurte, are în principiu acelaşi efect ca cele mai dure radiaţii X (fig. 215).

Singura deosebire este faptul că acestea din urmă au un spectru continuu, pe cînd preparatele care emit radiaţii γ prezintă lungimi de undă perfect determinate, adică un spectru de linii.

---

[1]) Vezi amănunte asupra aplicaţiilor în agricultură în: Kursanov, „Intrebuinţarea izotopilor radioactivi în biologie şi agricultură în U.R.S.S.", raport prezentat de U.R.S.S. la Conferinţa pentru folosirea energiei atomice în scopuri paşnice de la Geneva, 1955.

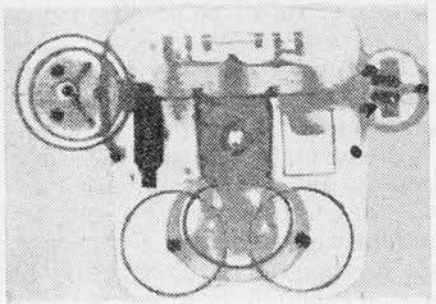


Fig. 215. Radiografia unui aparat telefonic.

În schimb, întregul aparataj complicat folosit pentru producerea radiațiilor X devine inutil, iar preparatele

Fig. 216. Preparat cu radiații γ, în montura sa.

folosite sînt de dimensiuni mici și ușor de manipulat. Cele mai intense preparate-sursă au un volum de 170 mm³, adică au forma unui cilindru cu înălțimea de 6 mm și diametrul de 6 mm (fig. 216). Natural că, din cauza radiațiilor lor periculoase, ele trebuie să fie folosite cu cea mai mare precauție (fig 217). În nici un caz nu trebuie să fie apucate direct cu mîna[1]).

În cazul cel mai simplu, piesele ce urmează să fie examinate se așază în cerc în jurul preparatului, iar în dosul fiecărei

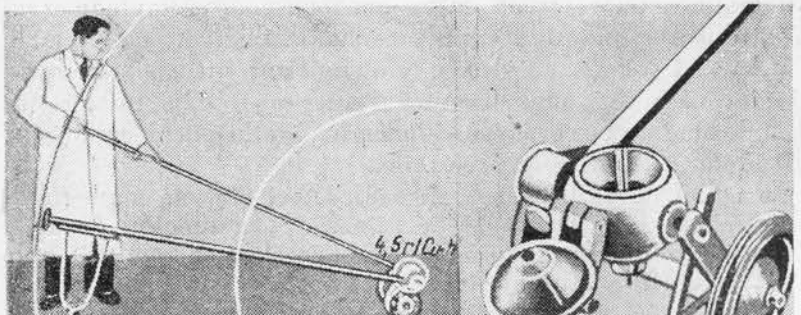


Fig. 217. *a*) Dispozitiv pentru manipularea preparatelor care emit radiații γ puternice; *b*) Capsulă pentru preparate radioactive, deschisă.

[1]) Vezi amănunte asupra folosirii preparatelor emițătoare de radiații γ la încercarea materialelor, în revista „Die Technik", 1956, nr. 1.

piese se găsesc casetele cu film Röntgen. După „expunere", obiectele radiografiate se văd ca într-o radiografie obișnuită (fig.218). Pentru metale cu grosime sub 10 mm este indicat tuliul-170, pentru cele de la 10 pînă la 60 mm este indicat iridiul-192 sau cesiul-137, iar pentru grosimi ale metalului pînă la 500 mm (piese turnate), respectiv pînă la 150 mm (suduri), cobaltul-60.

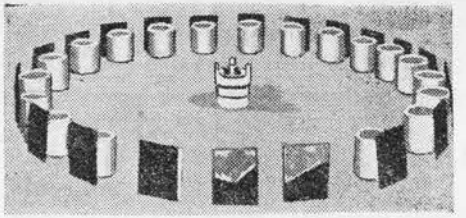


Fig. 218. Examinarea în serie a unor piese turnate din oțel.

16.4.2. *Autoradiografia*

Dacă un obiect conține el însuși substanțe radioactive, se poate aplica un film direct pe el, iar după developare se poate vedea din ce puncte a fost emisă radiația, putîndu-se evalua și cantitatea de substanță emițătoare de radiații, după gradul de înnegrire al filmului.

Astfel se amestecă în aliajele topite un izotop radioactiv și din *autoradiografia* obținută se trag concluzii asupra structurii cristaline a aliajului. Dacă proba de aliaj este supusă apoi unei anumite prelucrări, de exemplu se laminează, trefilează, recoace și așa mai departe, și dacă se execută după aceea o nouă radiografie, se poate cunoaște exact ce fel de modificări de structură au intervenit. De fapt, fig. 214 este tot o autoradiografie.

16.4.3. *Analiza prin radioactivare*

În loc de a se adăuga într-o probă de material atomi marcați, se poate iradia proba cu neutroni, astfel încît anumite părți componente ale ei să devină radioactive și să poată fi identificate cu ajutorul unei radiografii. De pildă, se iradiază cu neutroni un aliaj de fier cu bor, după care se produce reacția

$$^{10}_{5}\mathrm{B} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \longrightarrow {}^{7}_{3}\mathrm{Li}^{*} + {}^{4}_{2}\alpha .$$

Apoi pe partea lustruită a probei se aplică un film, se expune și se obține pe el o imagine exactă a structurii. Dacă se compară această imagine cu o microfotografie obișnuită a aceleiași părți

a probei, se poate vedea în care puncte ale structurii cristaline s-a depus borul. Se constată astfel că borul nu se dizolvă în cristalele fierului. Filmul însuşi este impresionat de radiaţia litiului.

16.4.4. *Măsurări de difuziune*

Nu numai în lichide moleculele difuzează, ci şi în metalele solide atomii îşi pot schimba locul. De coeficienţii de difuziune depind multe proprietăţi ale materialelor, ca duritatea, oboseala, procesele de recoacere, tenacitatea etc. Pentru a se măsura coeficienţii de difuziune se aplică pe probă, pe cale electrolitică, un strat subţire de izotop radioactiv şi se încălzeşte proba într-un cuptor, după care izotopul difuzează în metal. După aceea se polizează piesa, luîndu-se treptat cîte un strat începînd de la suprafaţă şi se determină radioactivitatea fiecărui strat cu ajutorul unui contor.

16.4.5. *Cercetarea proceselor de uzură*

Pentru a se măsura uzura segmenţilor de piston ai motoarelor, se iradiază segmenţii cu neutroni înainte de a-i monta, astfel încît se formează puţin fier radioactiv, sau li se adaugă la fabricare puţin Co-60. În timpul funcţionării, particulele detaşate prin frecare ajung în uleiul de ungere, a cărui activitate mai mare sau mai mică indică gradul de uzură.

Tot aşa se poate determina şi rezistenţa la uzură a altor materiale, făcîndu-se ca proba marcată să se frece de o glisieră. După cum uzura este mai mare sau mai mică, se transferă glisierei o cantitate diferită de material, a cărei activitate se poate măsura. Foarte importantă este şi urmărirea proceselor de aşchiere, de exemplu uzura sculelor în funcţie de viteza de aşchiere. Se mai poate face radioactivă întreaga sculă, iar gradul ei de uzură se poate aprecia după radiaţia emisă de aşchiile care cad.

16.4.6. *Controlul filtrelor*

Înainte de a evacua în rîuri apele uzate din fabrici şi oraşe, ele se epurează cu ajutorul filtrelor. După un anumit timp, aceste filtre se înfundă, nu mai filtrează şi trebuie să fie înlocuite. Pentru a se putea face controlul lor, se adaugă în apă o urmă de izotop radioactiv. În spatele filtrului se găseşte un aparat de măsurat care arată cînd trebuie să fie schimbat filtrul.

16.4.7. *Măsurarea grosimilor, fără contact*

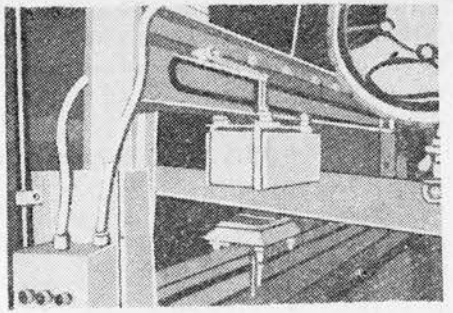


Fig. 219. Măsurarea fără contact a grosimii hîrtiei la o maşină, cu ajutorul TI-204. Preparatul se găseşte dedesubt, iar camera de ionizare deasupra obiectului de măsurat.

Radiaţiile radioactive sînt absorbite mai mult sau mai puţin de straturile de material, după grosimea acestora. Pentru controlul neîntrerupt al uniformităţii grosimii foilor subţiri de metal, a hîrtiei etc., se pun foile respective între un preparat emiţător de radiaţii β şi un aparat de măsurat (fig. 219).

Acest procedeu este aplicabil pînă la o masă superficială de 1 g/cm^2. În modul acesta se măsoară abaterile de la grosimea normală. Precizia măsurării grosimii hîrtiei merge pînă la o grosime de1 μ.

În acelaşi mod se poate supraveghea grosimea tablei de oţel în timpul laminării, ba chiar se poate cupla amplificatorul unui contor cu însuşi laminorul, astfel încît presiunea cilindrilor acestuia să fie reglată automat după gradul de abatere de la valoarea nominală a grosimii.

Pentru măsurările făcute asupra tolelor şi ţevilor de oţel cu grosimi cuprinse între 5 şi 100 mm, se folosesc preparate care emit radiaţii γ intense. Precizia măsurării este cuprinsă între 0,1 şi 0,5 mm grosime a oţelului.

Cînd obiectele care se măsoară, de exemplu ţevile, sînt accesibile numai dintr-o parte, se aşază atît preparatul emiţător de radiaţii γ cît şi aparatul de măsurat de aceeaşi parte a obiectului. În acest caz se foloseşte partea din radiaţii care este reflectată de obiect. Radiaţia directă emisă de preparat trebuie să fie ecranată cu grijă sau filtrată. Grosimea de măsurat este de cel mult 18 mm, iar precizia de $\pm 4\%$. Metoda prin reflexie poate fi aplicată şi la foile de metal şi la straturile foarte subţiri, cînd acestea se găsesc încă în laminor.

Este interesant cum se poate urmări uzura progresivă a zidăriei furnalelor. În căptuşeala refractară a acestora se zidesc, la diferite adîncimi, fiole cu Co-60. Dacă această căptuşeală s-a

mîncat pînă la o anumită adîncime, Co-60 care se găseşte în acel punct se dizolvă în fonta care se scurge din furnal. Un contor care se găseşte în exterior indică atunci imediat cînd a dispărut fiola cu Co-60.

16.4.8. *Măsurarea nivelului lichidelor*

Adesea se întîmplă că nivelul lichidelor din rezervoare şi căldări închise nu poate fi stabilit decît din exterior. În astfel de cazuri, preparatul care emite radiaţii γ se aşază pe una din părţile exterioare, iar contorul în partea diametral opusă (fig. 220). Îndată ce conţinutul rezervorului scade sub nivelul stabilit în modul acesta, absorpţia radiaţiilor de către lichid încetează, fapt pe care contorul îl indică imediat. Metoda poate fi aplicată la rezervoare cu diametrul între 50 şi 6 000 mm, cu pereţi de grosime pînă la 80 mm. Pentru controlul curent al nivelului, preparatul şi contorul se pot deplasa în sus şi în jos, paralel unul cu altul.

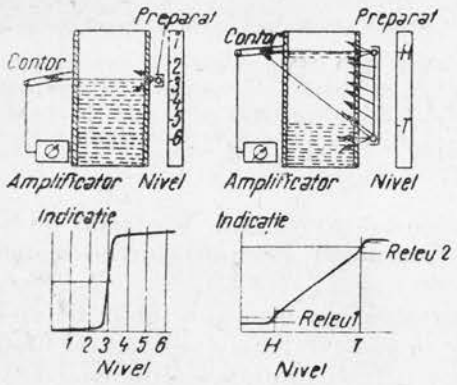


Fig. 220. Măsurarea nivelului unui lichid.

16.4.9. *Determinări de poziţii*

Cele mai mici deplasări axiale ale rotoarelor turbinelor în timpul funcţionării, care se pot observa din afară, pot avea ca rezultat mari stricăciuni. Astfel de modificări de poziţie pot fi stabilite cu ajutorul unui inel de sîrmă de Co-60 pus în jurul arborelui. Radiaţia sa, precis obturată, acţionează asupra unui contor şi astfel se pot detecta chiar deplasări de 0,2 mm (fig. 221).

Relativ uşoară este găsirea aşa-numiţilor arici. Aceştia sînt nişte corpuri care se trec prin conducte pentru a răzui de pe pereţii lor interiori murdăriile şi depozitele. Dacă ariciul este prevăzut cu un emiţător de radiaţii γ, poziţia lui se poate găsi cu uşurinţă din exterior. Limita adîncimii la care se pot face măsurări la conductele subterane este de 1,20 m.

16.4.10. *Măsurări de densităţi*

Absorpţia radiaţiilor β de către mediul prin care trec nu depinde de compoziţia chimică a acestuia, ci numai de densitatea sa. Dacă lichidul are o densitate medie egală cu unitatea se pot

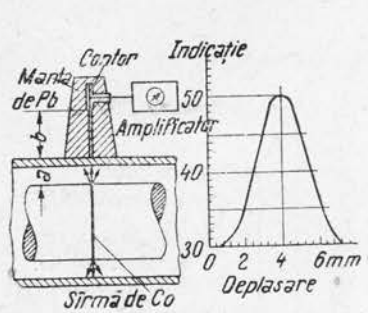


Fig. 221. Măsurarea deplasării axiale a arborilor.

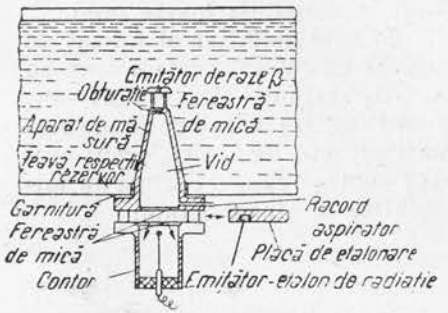


Fig. 222. Aparat pentru măsurarea densităţii lichidelor.

măsura cu certitudine modificări de $\pm 0{,}4\%$. Asupra lichidelor din conducte se pot efectua măsurări cu un aparat ca cel din fig. 222. Lichidul trece printre preparat şi fereastra de intrare a radiaţiilor. Pentru evitarea absorpţiei radiaţiilor, în aparat se face vid, iar măsurarea se efectuează cu ajutorul unui contor cu fereastră (p. 121). Pentru gaze sînt potrivite sursele radioactive de taliu şi cripton.

Cu acestea nu am epuizat nici pe departe posibilităţile de întrebuinţare a izotopilor radioactivi în tehnică. Preparatele radioactive vor aduce servicii din ce în ce mai preţioase, ca auxiliare în procesele tehnologice. Ce fel de servicii vor fi acestea în fiecare caz în parte, depinde de ingeniozitatea inginerilor şi de problemele ce vor avea de rezolvat.

16.5. **Carbonul-14**

Carbonul-14, preparat în reactor, este utilizabil în numeroase moduri, mai cu seamă sub formă de compuşi organici. Astfel, pentru a cita un singur exemplu, cu ajutorul lui s-a constatat că corpul animalelor poate sintetiza vitamina D şi hormoni sexuali

din acidul acetic și cel colic. C-14 are un timp de înjumătățire de 5 700 ani și se dezintegrează emițînd radiații β^-.

Acest izotop se găsește și liber în natură. Radiația cosmică, ce provine din spațiul interplanetar (p. 266), formează, prin bombardare cu neutroni, C-14 din azotul atmosferic (fig. 223). Sub formă de CO_2 (bioxid de carbon), C-14 se găsește pretutindeni însă în cantități foarte mici.

El este asimilat și folosit de plante exact în același scop ca și CO_2 obișnuit. La rîndul său, omul înghite o dată cu hrana același procent de C-14. Corpul nostru conține cam o sutime de milionime dintr-un gram.

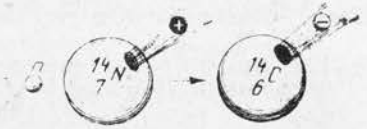


Fig. 223. Cum ia naștere C-14.

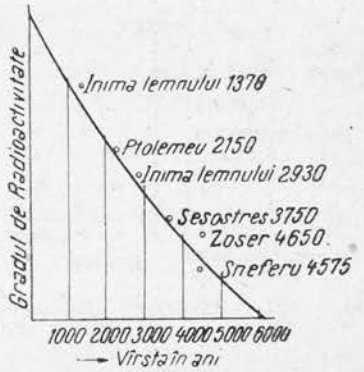


Fig. 224. Comparație între vechimea reală și vechimea determinată prin metoda cu C-14.

Cînd planta moare, ea încetează de a mai asimila, iar carbonul radioactiv din ea începe să se dezintegreze cu timpul de înjumătățire menționat mai sus. Dacă se măsoară activitatea β a resturilor vechi de lemne și de oase și se compară cu cea a unui material proaspăt, se poate stabili vechimea celor dintîi. Din cauza intensității extraordinar de reduse a radiației, sînt necesare în acest scop montaje de contori deosebit de ingenioase. Un exemplu de precizia pe care o dă această metodă este examinarea mumiei unui faraon egiptean. Folosind C-14 s-a ajuns la concluzia că mumia avea o vechime de 2200 ani (fig. 224), pe cînd istoricii indicau 2280 ani. Resturile de cărbune de lemn din vetrele locuitorilor din peșterile de la Dordogne (Franța) trădează o vechime de 15 500 ani. Limita naturală a metodei este de 40 000 ani deoarece radioactivitatea C-14 devine atunci prea slabă. Ea este de asemenea inaplicabilă acolo unde compoziția CO_2 diferă de cea a bioxidului de carbon liber din natură (de exemplu, în regiunile industriale).

16.6. Elementele noi

Cu cîțiva ani înainte de ultimul război mondial, sistemul periodic al elementelor prezenta cîteva lacune. Lipseau elementele cu numerele de ordine 43, 61, 85 și 87. Legea izobarilor a lui Mattauch (p. 187), lăsa, de altfel, să se bănuiască de ce ele nu se puteau găsi în natură.

Toate elementele noi obținute pe cale artificială sînt radioactive.

16.6.1. *Technețiul* (Tc)

Se știa că elementele molibden și ruteniu, vecine cu elementul cu numărul de ordine 43, conțin izotopi cu toate numerele de masă de la 94 pînă la 104 (vezi tabloul izotopilor la p. 129). Dat fiind că în două elemente vecine nu pot exista două nuclee stabile cu același număr de masă, trebuia ca elementul 43 să fie radioactiv. Dacă timpul său de înjumătățire era prea scurt, probabilitatea de a-l găsi vreodată era foarte redusă. Cînd s-a crezut că s-a găsit o linie slabă în spectrograful de masă, i s-a dat numele de „mazuriu". Mai tîrziu, însă, s-a constatat că fusese o eroare.

De-abia în anul 1937 a fost obținut acest element cu ajutorul ciclotronului, iar în reactorul nuclear s-a găsit mai tîrziu un izotop destul de stabil $^{99}_{43}Tc$, cu timpul de înjumătățire colosal de 4 milioane ani. Prin urmare, ar putea să se găsească undeva în natură. Astăzi, el poate fi obținut în cantități de ordinul gramelor. 100 g AcU-235 dau prin fisionare 2,6 g Tc. Întrucît a fost primul element fabricat artificial, a fost botezat technețiu („artificialul").

16.6.2. *Prometiul* (Pm)

Și acest nou element, cu numărul de ordine 61, a fost fabricat în reactor sub formă de mai mulți izotopi. Dintre aceștia cel mai mare timp de înjumătățire, de 3,7 ani, îl are izotopul $^{147}_{61}Pm$. El a putut fi detectat cu siguranță de-abia în 1946.

16.6.3. *Astatiniul* (At)

Acest element a fost fabricat în 1940 prin bombardarea bismutului cu particule α de 32 MeV în ciclotron. De-abia mai tîrziu (în 1945), două cercetătoare vieneze au descoperit că alți doi

izotopi se găsesc în mod natural, în cantităţi extrem de mici, ca membri colaterali ai seriei Ra şi Th. Din cauza timpului scurt de înjumătăţire (7,5 h) al izotopului său $^{211}_{85}$At, el a fost numit astatiniu („instabilul").

16.6.4. *Franciul* (Fr)

Şi acest element apare ca membru colateral al seriei actiniului. Izotopul său $^{223}_{87}$Fr ($O_{1/2}$ = 21 min) a fost descoperit de fiziciana franceză Percy în 1939 şi numit după numele patriei sale.

16.6.5. *Elementele transuraniene* [1])

Despre cele două elemente transuraniene, *neptuniu* şi *plutoniu*, s-a mai vorbit (p.210). Primul dintre ele a fost obţinut, ce-i drept, încă în 1939 de H a h n, M e i t n e r şi S t r a s s m a n n, dar a fost detectat cu certitudine şi studiat din punct de vedere chimic în 1940 de M c M i l l a n. Cel de-al doilea a fost descoperit în 1941 de S e a b o r g şi alţii şi a fost primul dintre toate elementele artificiale care s-a obţinut în cantităţi ponderabile şi vizibile.

Tot de S e a b o r g au fost obţinute pentru prima oară şi elementele 95, *americiu* (Am) şi 96, *curium* (Cm). În acest scop, se porneşte de la U-238, care este iradiat în ciclotron cu particule α de 40 MeV. Este remarcabilă densitatea mică a americiului (11,7 g/cm³). Şi mai uşor este curiul (7 g/cm³). Acesta prezintă o luminescenţă permanentă, din cauza marii sale radioactivităţii; el radiază de 3 000 ori mai multe particule α decît radiul. 0,02 g curiu fac să fiarbă 1 mg apă într-o jumătate de oră.

Elementul 97, *berkeliu* (Bk), botezat după Universitatea Berkeley din California şi anunţat în 1950, are probabil numărul de masă 243 sau 244. El se obţine prin iradierea Am-241 cu particule α în ciclotron sau a Cm cu deutoni. *Californiul* (Cf), care a devenit cunoscut cu trei luni mai tîrziu, radiază şi mai intens decît elementele mai sus pomenite. Deşi cantitatea fabricată era numai de circa 5 000 atomi, dat fiind că Cm folosit cîntărea numai cîteva milionimi de gram, el prezenta o luminescenţă puternică. În fine, s-au putut identifica încă alte patru elemente transurani-

[1]) O descriere foarte amănunţită se găseşte în: *Gerlach*, „Entwicklung und gegenwärtiger Stand des Systematik der Transurane", Berlin, 1955.

ene, *einsteiniul* ($_{99}$Es), *fermiul* ($_{100}$Fm), *mendeleeviul* ($_{101}$Md) şi *nobeliul* ($_{102}$No). Primele două provin din Cf (fig. 225); Fm a putut fi obţinut şi prin bombardarea U-238 cu ioni de oxigen de

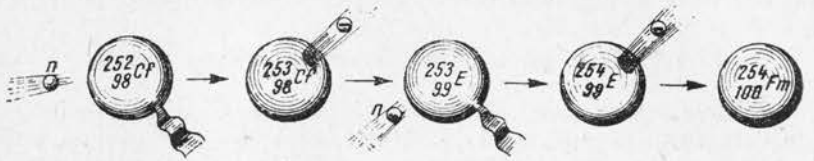


Fig. 225. Modul probabil cum iau naştere elementele transuraniene, einsteiniu şi fermiu.

180 MeV (fig. 226). Mendeleeviul a luat naştere prin bombardarea $^{253}_{99}$Es cu particule α, iar nobeliul din Cm cu ajutorul atomilor de carbon ionizaţi.

Nu se poate spune cu siguranţă dacă seria elementelor noi poate fi continuată. În orice caz, se pare că elementele transuraniene formează o serie de actinide corespunzătoare „pămînturilor rare" (lantanide) şi că din această serie ar trebui să facă parte şi elementul 103. Însă trebuie să nu se uite că radiaţiile radioactive devin tot mai intense spre sfîrşitul acestei serii şi că tendinţa spre fisiune spontană se accentuează în aceeaşi măsură.

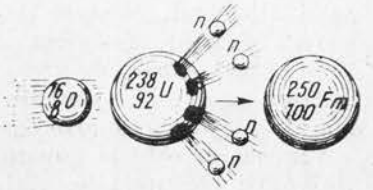


Fig. 226. Altă cale pe care ar putea lua naştere fermiul.

17. Pericolul la manipularea substanţelor radioactive [1])

17.1. Efectele nocive ale radiaţiilor

Substanţele radioactive trebuie să fie manipulate cu mare băgare de seamă, deoarece au efecte extrem de periculoase asupra organismului omenesc şi în general asupra tuturor vietăţilor. Această observaţie rămîne valabilă chiar dacă în anumite cazuri

[1]) Informaţii amănunţite asupra acestui ansamblu de probleme se găsesc în cartea: Schreiber, „Biophysikalische Strahlenkunde", vol. 1, „Röntgenstrahlen und Radioaktivität", Berlin, 1957.

ele găsesc întrebuinţare în scopuri medicale: la iradierea tumorilor şi, cu precauţii speciale, pentru cercetări făcute pe viu.

Efectele nocive sînt de diferite feluri, după gradul şi durata expunerii la radiaţii. Aici ele pot fi amintite numai pe scurt.

17.1.1. *Efecte nocive din cauza supraexpunerii acute*

Primele semne de efecte nocive datorite radiaţiilor: tulburări ale sistemului nervos, stări de iritaţie, slăbirea memoriei, somnolenţă sau insomnie, tendinţă la accese de transpiraţie, dureri de cap, dureri în membre.

Alte semne: tulburări ale sistemului circulator, afecţiuni ale pielii ca roşeaţă, mîncărime, fenomene de arsură sau mici umflături pe piele, iar după 2—3 săptămîni schimbarea culorii pielii.

În cazuri grave: afecţiuni ale pielii chiar după 4—7 zile, roşeaţă şi umflături intense şi dureroase ale pielii, formarea de băşici albăstrui, necroză (moarte) profundă a pielii şi oaselor, căderea părului, formarea de tumori.

În cazuri extrem de grave: cancerul radiaţiilor, leucemie (înmulţirea anormală a numărului de globule albe) şi moartea prin leziuni corporale foarte grave.

Vindecarea este în general anevoioasă şi face adesea necesare intervenţii chirurgicale. Chiar şi radiaţia β, care are o putere redusă de pătrundere, poate provoca afecţiuni ale pielii şi ale vederii.

17.1.2. *Efecte nocive în caz de expunere cronică*

În caz de expunere de *lungă durată* la doze *moderate* de radiaţii, se pot produce tot felul de afecţiuni, dintre care vom menţiona aici numai pe cele mai importante:

Leucopenie (scăderea anormală a numărului de globule albe), leucemie, anemie (scăderea anormală a numărului de globule roşii), afecţiuni ale pielii mergînd pînă la cancer, tulburarea cristalinului, scăderea fecundităţii, leziuni osoase, cancer pulmonar.

17.1.3. *Efecte nocive tardive*

De la expunerea la radiaţii şi pînă la apariţia vizibilă a consecinţelor trece deobicei un anumit timp (*timp de latenţă*), care poate dura pînă la cîţiva ani.

Nu mai puţin îngrijorătoare sînt efectele *nocive genetice*, adică efectele care nu se pot constata imediat asupra celulelor de

reproducere. În nucleele pe care le conţin aceste celule se găsesc *cromozomii*, purtătorii însuşirilor ereditare, care se compun la rîndul lor din mai multe gene. Vătămarea diferitelor gene se transmite sub formă de modificare a eredităţii la toate generaţiile următoare. Aceste mutaţii (modificări ereditare bruşte) nu se pot identifica imediat la un individ (sînt recesive sau ascunse), dar pot deveni vizibile la generaţiile următoare şi atunci, în majoritatea covîrşitoare a cazurilor, înseamnă *o scădere a vitalităţii*. Se evaluează că aproximativ 3...150 R dublează numărul mutaţiilor spontane (care se produc de la sine, în mod natural).

Nu există un prag inferior al cantităţii de radiaţii care produc efecte nocive din punct de vedere genetic. Chiar şi cele mai mici efecte se însumează în cursul vieţii.

17.1.4. *Acumularea de substanţe radioactive în anumite organe*

La pericolele expunerii exterioare la radiaţii se mai adaugă acelea în legătură cu încorporarea substanţelor radioactive. Astfel de substanţe pot ajunge în interiorul corpului prin gură, plămîni sau răni deschise. În acest caz, se constată că ele se depozitează de preferinţă în anumite organe (organe critice) şi rămîn acolo un timp mai mult sau mai puţin îndelungat, pînă ce sînt din nou eliminate prin metabolismul natural. Se numeşte

timp de înjumătăţire biologic T_{biol}, *timpul în care concentraţia iniţială de substanţă radioactivă în organul acumulator se reduce la jumătate.*

Dacă se ţine seama şi de timpul de înjumătăţire fizic T_{fiz} rezultă

$$\textit{timpul de înjumătăţire eficace: } T_{ef} = \frac{T_{biol} \cdot T_{fiz}}{T_{biol} + T_{fiz}} .$$

Tabela 17. Cîteva timpuri de înjumătăţire biologice [1])

Izotopul	T_{fiz}	T_{biol}	T_{ef}	Organul critic
^{32}P	14,3 d	1 200 d	14 d	Oase
^{35}S	88 d	22 d	18 d	Piele
^{198}AU	2,96 d	50 d	2,6 d	Ficat şi rinichi
^{90}SR	20 a	4 000 d	2 700 d	Oase
U Natural	$4{,}5 \cdot 10^9$ a	30 d	30 d	Rinichi
^{239}PU	$2{,}4 \cdot 10^4$ a	4,3 d	4,3 d	Oase

[1]) Vezi o tabelă completă în: „Atompraxis", 1956, nr. 8, p. 276/8.

17.2. Pericolul izotopilor radioactivi

17.2.1. *Gradele de periculozitate*

Izotopii radioactivi se împart în trei grupe (I, II, III), după pericolul pe care-l prezintă. În fiecare grupă se deosebesc cîte trei grade de periculozitate (*A*, *B*, *C*), după cantitatea (activitatea în curie) respectivă. Activităţile indicate în cele ce urmează reprezintă limita maximă admisibilă în fiecare încăpere în care se lucrează cu astfel de izotopi.

Tabela 18. **Împărţirea izotopilor după periculozitatea lor**

	Gradele de periculozitate		
	A) mică	B) mijlocie	C) mare
Grupa I: foarte periculoase			
^{45}Ca, ^{55}Fe, ^{90}Sr, ^{91}Y, ^{95}Zr, ^{144}Ce, ^{147}Pm, ^{210}Bi	pînă la 10 μ Cu	10... 100 μCu	peste 100 μCu
Grupa II: „potrivit" de periculoase			
^{3}H, ^{14}C, ^{32}P, ^{22}Na, ^{35}S, ^{36}Cl, ^{54}Mn, ^{59}Fe, ^{60}Co, ^{89}Sr, Ru, Te, ^{137}Cs, ^{140}Ba, ^{140}La, ^{141}Ce, ^{143}Pr, ^{147}Nd, ^{198}Au, ^{199}Au, ^{203}Hg, ^{205}Hg	pînă la 100 μ Cu	100 μ Cu pînă la 1 mCu	Peste 1 mCu
Grupa III: puţin periculoase			
^{24}Na, ^{42}K, ^{64}Cu, ^{52}Mn, ^{76}As, ^{77}As, ^{85}Kr, ^{197}Hg	pînă la 1 mCu	1...10 mCu	peste 10 mCu

17.2.2. *Dozele de toleranţă*

Cantitatea de radiaţii care poate fi suportată de om fără pericol se numeşte *doză maximă admisibilă* (mai înainte: *doză de toleranţă*). Datele de mai jos reprezintă recomandaţiile valabile în prezent, recunoscute pe plan internaţional.

Tabela 19. **Dozele maxime admisibile**

Doza maximă admisibilă pentru	Radiaţii Röntgen (X), γ şi β	Neutroni rapizi, radiaţii α şi p
Iradierea întregului corp	0,3 R/săptămîna de lucru	0,03 rad/săptămîna de lucru
Iradierea parţială a corpului (mîini şi picioare)	1,5 R/săptămîna de lucru	0,15 rad/săptămîna de lucru

Tabela 20. **Valorile maxime admisibile pentru impurităţi**

	Radiaţii	Radiaţii
Mîini	$5 \cdot 10^{-4}$ μCu/mînă	$5 \cdot 10^{-3}$ μCu/mînă
Celelalte părţi ale corpului	$5 \cdot 10^{-6}$ μCu/cm²	$5 \cdot 10^{-5}$ μCu/cm²

Doze letale (mortale)

Doza letală DL $50_{(30)}$ (50% din indivizii iradiaţi mor după iradierea de scurtă durată în interval de 30 zile) ..... 400...600 R

DL 100 (efect mortal în orice caz)..... 600...800 R

Supravieţuitorii de la Hiroshima au primit în medie doze de circa ..... 150...200 R

17.2.3. *Nivelul natural al radiaţiilor*

Şi într-un mediu natural, adică în lipsa unor substanţe radioactive speciale, domneşte un anumit nivel de activitate, care este provocat de radiaţia cosmică, de radiaţiile substanţelor radioactive din pămînt şi din roci, precum şi de părţile componente radioactive ale aerului.

Dacă se însumează efectele tuturor radiaţiilor provenite din sursele mai sus menţionate, rezultă că:

un om este expus în cursul vieţii sale, la un nivel natural de ..... 6...40 R

radioactivitatea naturală a aerului, provocată de emanaţii şi produsele lor secundare pe care le conţine, se ridică la aproximativ .... 10^{-1} Cu/m³

cadranul fosforescent al unui ceasornic de mînă produce în 30 ani aproximativ .... 0,25 R.

18. Reacţii termonucleare

18.1. Căutarea de noi surse de energie

Procurarea materialului necesar pentru funcţionarea reactorilor nu prezintă deocamdată nici o dificultate. Din contră, producţia curentă de uraniu a devenit în ultimii ani atît de mare,

încît oamenii de afaceri sînt deja îngrijoraţi de perspectivele comerţului lor. Comisia pentru Energia Atomică estimează, pe baza preţului actual, o producţie anuală probabilă de 30 000 t U_3O_8. Numai rezervele canadiene de minereu sînt evaluate la peste 200 milioane tone. Pe lîngă aceasta, în ultimul timp s-au descoperit mereu alte zăcăminte de uraniu. În prezent nu se poate spune nimic sigur despre cantităţile reale existente. N-avem decît să ne gîndim la evaluările pesimiste asupra rezervelor de petrol din anii trecuţi, evaluări care s-au dovedit mereu false. De asemenea, nu trebuie să se uite rezervele de toriu (în principiu echivalent cu uraniul) care echivalează cu producţia mondială de cărbuni pe 500 ani.

Totuşi se poate spune că tehnica atomică este încă legată de anumite materii prime care nu se găsesc pretutindeni şi nu pot fi exploatate imediat. În afară de aceasta, energia concentrată în nucleele atomice este valorificată numai într-o mică măsură prin fisiunea nucleară. Calculul de la p. 200 dădea, faţă de masa nucleară de 235, un defect de masă valorificabil de 0,233; astfel, numai aproximativ $1‰$ din energia totală existentă devine liberă. Din punct de vedere fizic, acesta este un randament prost. Se pune astfel de la sine întrebarea dacă nu există procese nucleare care, în primul rînd, să pornească de la materii prime ce se pot obţine în orice moment şi în orice cantitate şi, în al doilea rînd, care să dea o cantitate de energie tot mai mare, încît chestiunea materiei prime să cadă cu totul pe planul al doilea.

Anihilarea[1]) completă a masei conform ecuaţiei lui Einstein $E=mc^2$ ar fi desigur cazul ideal. În scopuri tehnice această problemă nu se pune, deoarece, făcînd abstracţie de diferitele procese de proporţii atomice (de exemplu, anihilarea, p. 174), nu se cunoaşte nici o reacţie corespunzătoare, cu efect total exoterm, care să poată fi efectuată pe cale artificială[2]).

În căutarea altor reacţii avantajoase, se dă, de exemplu, peste procesul deja amintit la p. 183:

$$^{7}_{3}\mathrm{Li} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} \rightarrow 2\ {}^{4}_{2}\mathrm{He}$$

al bombardării litiului cu protoni.

El produce un defect de masă $\Delta m=(7{,}01822+1{,}00760)-2\cdot 4{,}00387=0{,}01808$, adică circa 2/1 000 din masa iniţială sau

[1]) Vezi notele de la p. 174—179 (N. Red.E.T.).

[1]) Există anumite legi de conservare (numărul de nucleoni, leptoni) care „interzic" transformarea completă a unor particule în fotoni (N.Red. E.T.).

dublu cît în cazul fisiunii uraniului. În afară de aceasta, cu acest prilej nu iau naştere produse secundare periculoase, ci doar heliu inofensiv.

18.2. Principiul reacţiilor termonucleare

Protonii necesari în procesul menţionat mai sus trebuie să aibă o energie de minimum 0,4 MeV pentru a putea învinge bariera de potenţial a nucleului de litiu. Conform tabelei 2 (p. 31), aceasta echivalează cu $6{,}4\cdot 10^{-7}$ erg, ceea ce corespunde unei viteze a particulelor de $2{,}8\cdot 10^{8}$ cm/s.

Există un mijloc fizic foarte simplu de a obţine viteze mari ale particulelor. Moleculele unui gaz au o mişcare proprie permanentă, care corespunde temperaturii din momentul respectiv. La temperatura camerei, adică la circa 300°K (temperatură absolută), viteza mijlocie a moleculelor de hidrogen este de circa $2\cdot 10^{5}$ cm/s. Legile teoriei cinetice a gazelor ne mai învaţă că pătratele vitezelor medii variază proporţional cu temperaturile absolute respective. Temperatura necesară pentru ca să se producă reacţia menţionată rezultă din relaţia

$$\frac{x}{300} = \frac{(2{,}8\cdot 10^{8})^2}{(2\cdot 10^{5})^2}$$

care dă $x = 600$ milioane grade absolute.

Dacă s-ar reuşi, prin urmare, să se încălzească la această temperatură un amestec de hidrogen şi litiu, reacţia s-ar putea produce (fig. 227). Vedem că situaţia este exact aceeaşi ca la multe reacţii chimice exoterme, care se amorsează numai la temperatură mai ridicată. Pentru a se arde hidrogen pe cale obişnuită, trebuie mai întîi să se „aprindă" combustibilul, adică să fie adus la o temperatură iniţială înaltă. În mod corespunzător reacţiile nucleare care se produc în acelaşi fel se numesc reacţii termonucleare.

Reacţiile termonucleare se bazează pe faptul că particulelor nucleare care reacţionează li se comunică energia cinetică necesară, prin ridicarea temperaturii.

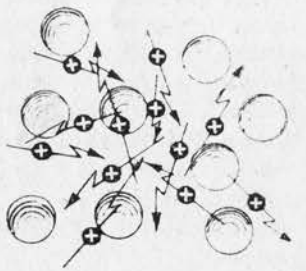


Fig. 227. Condiţia de producere a unei reacţii termonucleare: mişcarea termică extrem de intensă a particulelor care reacţionează între ele.

Însă astfel de temperaturi înalte nu se pot atinge cu mijloacele de laborator cunoscute. Cea mai mare temperatură care s-a obținut pînă acum este cea a arcului electric Gerdien de circa 50 000°K. Desigur, nu este nevoie ca temperatura să fie așa de înaltă cum a rezultat mai sus. În adevăr, trebuie să se țină seamă că vitezele particulelor într-un gaz puternic încălzit se distribuie într-un mod foarte neuniform, din cauza numeroaselor și foarte neregulatelor ciocniri care au loc în el. Figura 228 arată, de exemplu, distribuția vitezelor în oxigenul gazos la 15 °C. Cele mai frecvente (21 % din toate moleculele) sînt vitezele cuprinse între 300 și 400 m/s. Multe molecule se mișcă însă mult mai repede. Procentul redus de particule deosebit de rapide nu apare în figură, dar formează continuarea ramurei curbei care se prelungește spre dreapta. Se consideră că pentru declanșarea reacțiilor termonucleare sînt suficiente temperaturi de aproximativ 20 milioane grade sau chiar mai puțin.

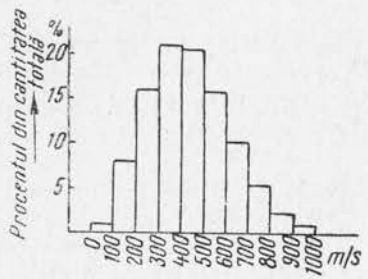


Fig. 228. Distribuția procentuală a vitezelor moleculare în oxigen la 15°C.

18.3. **Originea energiei Soarelui**

Există un laborator colosal unde, după toate probabilitățile, astfel de procese se desfășoară cu ușurință. Acesta este Soarele. Temperatura la suprafața lui are valoarea de numai 5 700°K, dar în centru această temperatură este evaluată la 20 milioane °K. Atomii sînt acolo foarte ionizați; cei ușori sînt complet despuiați de învelișul lor electronic, așa încît nu mai reprezintă decît nuclee golașe[1]). Apoi este izbitoare preponderența elementelor ușoare. Masele hidrogenului, heliului și a celorlalte elemente sînt, probabil, proporționale cu numerele, 57 : 40; 3, la fel ca pe cele mai multe stele (fig. 229). Există astfel premizele necesare reacțiilor termonucleare: cantități mari de protoni și o temperatură înaltă.

Ca participante la reacție, la 20 milioane °K, nu pot fi luate în considerare decît elementele ușoare, deoarece la cele mai grele

[1]) Un astfel de „amestec" de nuclee și electroni se numește „plasmă" (N.Red.E.T.).

energia protonilor nu este suficientă pentru a străbate bariera de potențial. Pe de altă parte, reacția de care este vorba aici trebuie să decurgă în așa fel, încît, în afară de protoni, să nu se consume, pe cît posibil, nici un alt tip de nuclee, deoarece altfel nu s-ar putea explica vîrsta stelelor, care se socotește cu miliardele de ani.

Ținînd seama de toate împrejurările care trebuie avute în vedere, fizicianul american Bethe, născut în Germania, a emis ipoteza că are loc probabil un ciclu, în care carbonul $^{12}_{6}C$ este partenerul de reacție al protonilor. Acest carbon este din nou reprodus după repetate transformări și procesul poate începe iarăși de la început. În fiecare ciclu se consumă numai patru protoni, care se unesc într-un nucleu de heliu și totodată pun în libertate încă doi pozitroni și doi neutrini. Carbonul joacă în această împrejurare numai un rol de intermediar ca și catalizatorii în unele procese chimice. Prin urmare, reacția este total opusă fisiunii nucleare. În cazul de față nu se dezintegrează atomi mai mari în fracțiuni mai mici, ci din mai multe particule elementare se construiesc nuclee mai mari, pe cale sintetică. Acest proces se numește *fuziune nucleară* (contopire de nuclee).

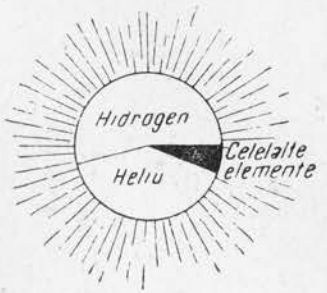


Fig. 229. Compoziția Soarelui.

Energia nucleară se poate obține nu numai pe calea fisiunii nucleare, ci și prin fuziunea mai multor particule elementare.

Acest ciclu Bethe se înfățișează în modul următor (fig. 230):

$$^{12}_{6}C + {}^{1}_{1}p \rightarrow {}^{13}_{7}N$$
$$^{13}_{7}N \rightarrow {}^{13}_{6}C + e^{+} + \bar{\nu}\ ^{1})$$
$$^{13}_{6}C + {}^{1}_{1}p \rightarrow {}^{14}_{7}N$$

$$^{14}_{7}N + {}^{1}_{1}p \rightarrow {}^{15}_{8}O$$
$$^{15}_{8}O \rightarrow {}^{15}_{7}N + e^{+} + \bar{\nu}$$
$$^{15}_{7}N + {}^{1}_{1}p \rightarrow {}^{12}_{6}C + {}^{4}_{2}He.$$

Dacă se face abstracție de reacțiile intermediare, rămîne schema generală

$$4\ {}^{1}_{1}H \rightarrow {}^{4}_{2}He + 2\ {}^{0}_{+1}e + 2\bar{\nu}.$$

[1]) Cu $\bar{\nu}$ s-a notat antineutrinul (vezi și p. 281) (N.Red. E.T.).

Calculul căldurii puse în libertate cu prilejul sintezei unui kilogram de heliu. Bilanțul maselor dă mai întîi un defect de masă de $\triangle m = 4 \cdot 1{,}00814 - (4{,}00387 + 2 \cdot 0{,}00055) = 0{,}02759$ u.a.m[1]). Aceasta corespunde, conform relației (61), la o energie de $0{,}02759 \cdot 931 = 25{,}69$ MeV pe fiecare atom. Întrucît 1 atom-gram

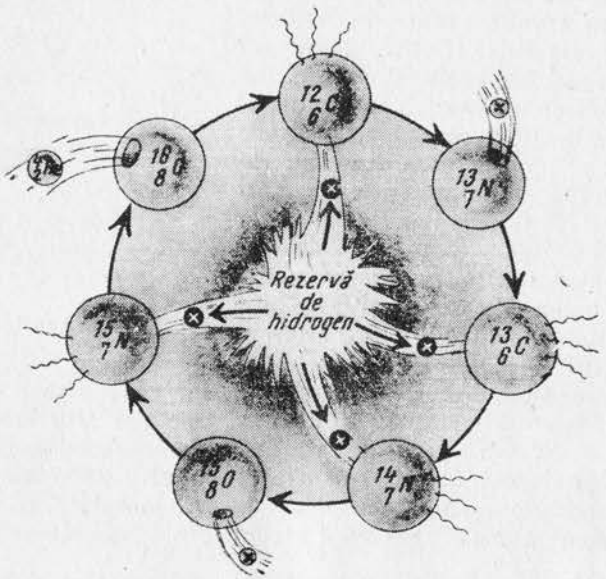


Fig. 230. Ciclul lui Bethe.

de heliu = 4 g, iar această cantitate conține $6{,}023 \cdot 10^{23}$ (numărul lui Avogadro) atomi, într-un kilogram de heliu se găsesc $\frac{6{,}023 \cdot 10^{23} \cdot 1\,000}{4} = 1{,}506 \cdot 10^{26}$ atomi. Cu prilejul sintezei heliului din părțile sale componente elementare se pune, așadar, în libertate o energie de $1{,}506 \cdot 10^{26} \cdot 25{,}69 = 38{,}69 \cdot 10^{26}$ MeV. Exprimată în kilocalorii, această energie este (vezi p. 31) $38{,}69 \cdot 10^{26} \cdot 3{,}83 \cdot 10^{-17}$ kcal $= 148 \cdot 10^{9}$ kcal. Întrucît un kilogram de cărbune de cea mai bună calitate dă, în schimb, numai 8 000 kcal, aceasta corespunde cu o cantitate echivalentă de cărbuni de $\frac{148 \cdot 10^{9}}{8\,000} = 18{,}5 \cdot 10^{6}$ kg.

[2]) Acest rezultat diferă puțin de cel calculat la p. 169, deoarece acolo s-a luat ca bază sinteza a 2 protoni + 2 neutroni.

Cu prilejul sintezei unui kilogram de heliu ia naștere o cantitate de căldură care este egală cu cea obținută prin arderea a 18 500 t cărbune.

Durata unui astfel de ciclu pe Soare este probabil de circa 50 milioane ani. Numărul enorm de procese care au loc simultan

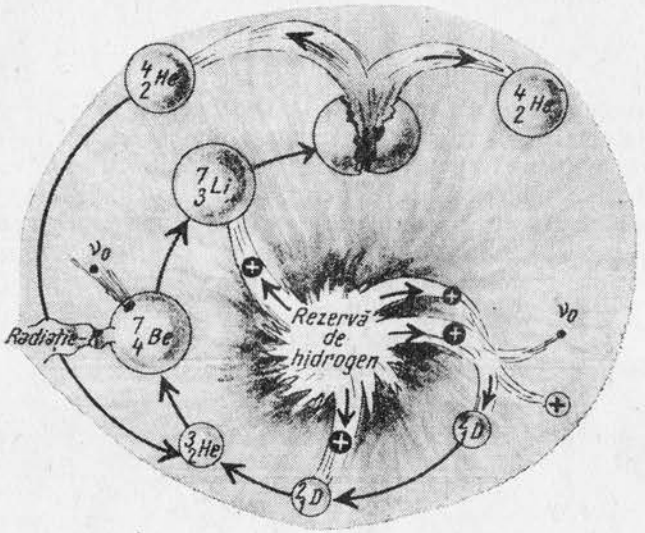


Fig. 231. Ciclul hidrogen-litiu.

furnizează puterea uriașă radiată de Soare, care este de $3{,}72 \cdot 10^{33}$ erg pe secundă sau $3{,}72 \cdot 10^{23}$ kW.

Se poate presupune că acest proces continuă de cel puțin 2 miliarde de ani. Deși în fiecare secundă se consumă 10 milioane tone hidrogen, în acest interval de timp se transformă în heliu abia 2% din masa Soarelui, ceea ce ar însemna că Soarele ar putea radia cu aceeași intensitate încă 10^{11} ani.

În afară de ciclul examinat mai sus, se mai poate concepe și un al doilea ciclu (fig. 231):

$$
\begin{aligned}
&{}^{1}_{1}\mathrm{H} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{2}_{1}\mathrm{D} + \mathrm{e}^{+} + \bar{\nu} \\
&{}^{2}_{1}\mathrm{D} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{3}_{2}\mathrm{He} \\
&{}^{3}_{2}\mathrm{He} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{7}_{4}\mathrm{Be} \\
&{}^{7}_{4}\mathrm{Be} + \mathrm{e}^{-} \rightarrow {}^{7}_{3}\mathrm{Li} \\
&{}^{7}_{3}\mathrm{Li} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} \rightarrow 2\ {}^{4}_{2}\mathrm{He}.
\end{aligned}
$$

Poate că pe Soare au loc ambele cicluri paralel. La temperaturi şi mai înalte care există pe alte tipuri de stele ar fi posibile şi alte procese nucleare care produc energie.

18.4. **Reacţii posibile din punct de vedere tehnic**

18.4.1. *Bomba cu hidrogen*

Şi această sursă de energie nou descoperită a fost pusă, din nefericire, mai întîi în serviciul planurilor de război. Este vorba de faimoasa bombă cu hidrogen. Asupra modului cum este construită există numai presupuneri. Ea conţine în interiorul ei o bombă obişnuită cu plutoniu, pentru a se putea realiza temperatura înaltă necesară aprinderii. Restul umpluturii constă probabil din deuterură de litiu LiD solidă (fig. 232).

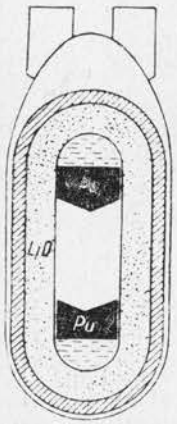


Fig. 232. Schema bombei cu hidrogen.

În timpul exploziei s-ar putea produce următoarele reacţii:

$$^{6}_{3}\mathrm{Li} + {}^{2}_{1}\mathrm{D} \rightarrow 2\ {}^{4}_{2}\mathrm{He}$$

$$^{6}_{3}\mathrm{Li} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{3}_{1}\mathrm{T}$$

$$^{6}_{3}\mathrm{Li} + {}^{3}_{1}\mathrm{T} \rightarrow 2\ {}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{1}_{0}\mathrm{n}.$$

Forţa brizantă a unei bombe experimentale americane explodată la 21.5.1956 a fost evaluată ca fiind echivalentă cu cea produsă prin explozia a 10...20 milioane tone TNT (trinitrotoluen).

„Avantajul" acestei bombe consistă nu atît în randamentul energetic mai bun al reacţiei care are loc, cît în faptul că masa de exploziv nu are nici o limită critică superioară. Este de sperat că, deoarece şi Uniunea Sovietică dispune de această nouă armă, inventatorii bombei vor renunţa la folosirea acesteia ca mijloc de distrugere.

Şi mai pustietoare prin efectele ei finale ar fi bomba cu cobalt. Ea este o bombă cu hidrogen învelită într-o manta groasă de cobalt obişnuit. Cantitatea de neutroni care devin liberi cu prilejul exploziei pătrunde în nucleele de cobalt şi le transformă în Co-60, despre care s-a vorbit la p. 238. Acesta s-ar pulveriza atunci sub forma unui nor radioactiv, ale cărui efecte ar dura ani de zile şi care ar fi mînat încoace şi încolo de curenţii atmosferici, într-un mod complet incontrolabil. Se evaluează că numai 10 bombe de acestea ar fi suficiente pentru distrugerea majorităţii populaţiei de pe Pămînt. Aici însă nebunia distrugerii atinge limite ridicole. Cine se va folosi de această armă riscă să se distrugă pe sine însuşi.

18.4.2. *Încercări de a realiza fuziunea controlată*

Fiecare om inteligent ar trebui să fie preocupat de întrebarea dacă nu s-ar putea găsi mijloace şi căi de a se controla procesele de fuziune şi a le pune astfel în slujba scopurilor paşnice.

Pentru aceasta este necesar, mai întîi, să se găsească dispozitive cu care să se poată încălzi un gaz la temperatura necesară de cel puţin cîteva milioane de grade, fără a se distruge pereţii vasului în care este închis gazul. După ce oamenii de ştiinţă sovietici au reuşit încă în februarie 1956 să producă într-o descărcare de gaze temperaturi de circa 1 milion grade, în 1957 s-a făcut un nou progres foarte promiţător[1]). Este vorba de instalaţia ZETA (prescurtare pentru „zero energy thermonuclear apparatus") construit la Harwell (Anglia). Partea principală a acestui aparat este un tub de formă inelară (tor), cu diametrul de 3 m, iar cel al secţiunii interioare de 1 m, care este umplut cu deuteriu gazos ${}^{2}_{1}\mathrm{D}$ la presiunea de 10^{-4} torr (fig. 233 şi 234). Acest gaz, făcut bun conducător prin curenţi de înaltă frecvenţă, formează unica spiră a unei înfăşurări secundare a unui transformator, al cărui miez de fier în greutate de 130 t poartă înfăşurarea primară, prin care la fiecare zece secunde se descarcă o baterie de condensatori (1 600 μF, 25 000 V). În modul acesta se induce de fiecare dată în gazul din camera toroidală un impuls de curent pînă la 200 000 A şi cu o durată de circa cinci milisecunde. La temperatura înaltă care se produce, gazul se ionizează complet, adică constă din nuclee şi electroni separaţi unii de alţii şi poartă în această stare numele de *plasmă*.

Curentul intens de descărcare produce un cîmp magnetic puternic, ale cărui linii de forţă înconjoară ca nişte inele concentrice fluxul de plasmă şi îl comprimă sub formă de inel subţire. Acest aşa-numit efect „pinch" (strictiune) se poate de altfel compara

[1]) Între timp s-au făcut noi progrese în acest domeniu. Instalaţiile mari sovietice (de exemplu OGRA) au fost descrise de Acad. L. Arţimovici la conferinţa „Atomi pentru pace" de la Geneva din toamna anului 1958. Alte instalaţii (Perhapsatronul, Stellarator) au fost puse în funcţiune în U.S.A. Totuşi sîntem încă departe de a realiza reacţii termonucleare controlate (N.Red.E.T.).

și cu atracția reciprocă a conductorilor paraleli parcurși de curent. Consecința este o creștere extraordinară a temperaturii plasmei. Pe cale optică s-au măsurat pînă la 5 milioane grade (lărgirea la dublu a liniilor spectrale ale urmelor de oxigen și azot amestecate cu gazul). Pentru ca fluxul de plasmă, care are tendința să ia o mișcare șerpuitoare, să nu atingă pereții tubului, trebuie să mai intervină un al doilea cîmp magnetic îndreptat în direcția axei tubului, cîmp produs de niște bobine montate în jurul tubului toroidal.

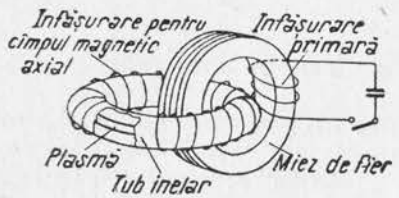


Fig. 233. Schema de principiu a instalației ZETA.

S-a tras concluzia că în adevăr în instalația ZETA se produc fuziuni nucleare, după marele număr de neutroni (10...50 000 la fiecare impuls) puși în libertate cu acest prilej[1]). Probabil că au loc următoarele reacții:

$$^{2}_{1}\mathrm{D} + {}^{2}_{1}\mathrm{D} \rightarrow ({}^{3}_{1}\mathrm{T} + 1{,}0\ \mathrm{MeV}) + ({}^{1}_{1}\mathrm{p} + 3{,}0\ \mathrm{MeV})$$

$$^{2}_{1}\mathrm{D} + {}^{2}_{1}\mathrm{D} \rightarrow ({}^{3}_{2}\mathrm{He} + 0{,}8\ \mathrm{MeV}) + ({}^{1}_{0}\mathrm{n} + 2{,}45\ \mathrm{MeV})$$

$$^{2}_{1}\mathrm{D} + {}^{3}_{1}\mathrm{T} \rightarrow ({}^{4}_{2}\mathrm{He} + 3{,}6\ \mathrm{MeV}) + ({}^{1}_{0}\mathrm{n} + 14{,}1\ \mathrm{MeV})$$

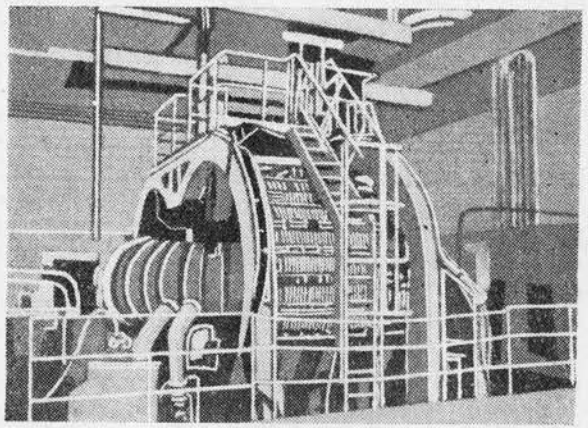


Fig. 234. Vedere a instalației ZETA.

[1]) Această afirmație s-a dovedit ulterior a fi falsă. Neutronii produși în ZETA și alte instalații „termonucleare" nu provin încă din reacții termonucleare propriu-zise, ci din alte reacții (N.Red.E.T.).

care se desfășoară în același timp și care se pot scrie pe scurt

$$5\,{}^{2}_{1}\mathrm{D} \rightarrow {}^{3}_{2}\mathrm{He} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{1}_{1}\mathrm{p} + 2\,{}^{1}_{0}\mathrm{n}.$$

Este de la sine înțeles că instalația ZETA nu este încă un sistem care să livreze energie. De abia la aproximativ 100 milioane grade s-ar putea aștepta un cîștig net, care să depășească consumul necesar pentru încălzirea gazului și pierderile prin radiație.

Indiferent de drumul care va duce la țintă (vezi p. 277), astăzi nu se mai îndoiește aproape nimeni că utilizarea energiei hidrogenului va fi posibilă într-un viitor nu prea îndepărtat și că omenirea va avea la dispoziție într-o zi cantități inepuizabile de energie.

D. FIZICA PARTICULELOR ELEMENTARE [1])

19. Radiația cosmică

19.1. Descoperirea radiației cosmice

Ne-am referit pînă acum de mai multe ori la „radiația cosmică". Însuși numele ei arată despre ce este vorba. Este vorba de o radiație cu putere de pătrundere extraordinară, care vine din spațiul cosmic și cade pe Pămînt. Ea se poate detecta foarte ușor. Dacă se pune în funcțiune, de exemplu, un contor obișnuit, el indică mereu un anumit fond, adică el dă impulsuri și în absența indiscutabilă a oricărei substanțe radioactive [2]).

Această radiație a fost descoperită în anul 1911 de fizicianul austriac V. Hess. El a stabilit că intensitatea ionizării datorită componenților radioactivi ai aerului scade, cum era de așteptat, pe măsură ce altitudinea crește, dar că de la 800 m în sus ea sporește din nou în mod remarcabil. Între 1 400 și 2 500 m, valoarea de la sol era depășită, la 4 000 m ionizarea aerului era deja de șase ori mai mare, iar la 5 000 m altitudine, de nouă ori mai mare decît la sol. Explicarea acestui fenomen nu era posibilă decît cu ajutorul unor noi ipoteze. Ori la altitudinile mai mari se găsea o substanță încă necunoscută, care emitea radiații puternice, ori radiația era de origină extraterestră, deci cosmică. Prima ipoteză s-a dovedit curînd ca necorespunzătoare, deși unii oameni de știință au menținut-o chiar pînă în 1929. Ea nu putea fi susținută pentru motivul că noua radiație avea o putere de pătrundere mai mare decît toate radiațiile radioactive cunoscute pînă atunci. Coeficientul lor de atenuare (p. 110) era de 10 pînă la 100 ori mai mic decît cel al radiațiilor gamma cele mai

[1]) Pentru o expunere mai amplă a materialului din acest capitol a se vedea: Iu.V. Novojilov, Particulele elementare (traducere din limba rusă), București, Editura Tehnică, 1960 (N.Red.E.T.).

[2]) O parte din „fond" se datorește și micilor cantități de impurități radioactive din materialul contorului însuși și din preajma sa.

dure. Modul cum variază intensitatea măsurată cu ajutorul rachetelor V2 pînă la o altitudine de 140 km este arătat în fig. 235 [1]).

Pe cînd la început se credea că este vorba exclusiv de o radiație de unde electromagnetice, asemănătoare cu radiația γ, treptat-treptat s-a constatat că această radiație constă în primul rînd din particule elementare de cele mai diferite feluri. Ele provin numai în parte direct din spațiul cosmic. Cele mai multe iau naștere abia în atmosferă, prin faptul că particulele primare ce provin din cosmos se ciocnesc cu atomii din aer și declanșează aici cele mai diferite procese nucleare.

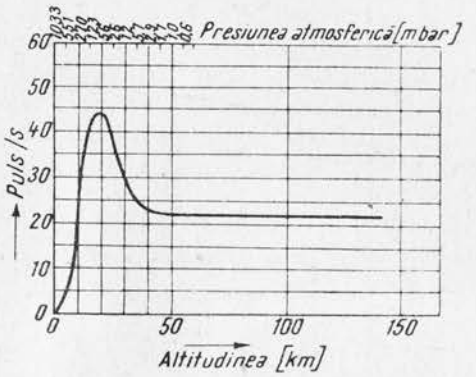


Fig. 235. Variația radiației cosmice în funcție de altitudine, după datele culese cu rachetele V2 pînă la înălțime de 140 km. Mai sus de 50 km radiația este constantă.

Radiația cosmică este un amestec complicat de particule primare, ce provin din spațiul cosmic, și diferite particule (inclusiv cuante γ), care iau naștere prin interacțiunea particulelor primare cu atomii atmosferei terestre.

Acest lucru rezultă din fig. 235, unde se vede că intensitatea radiației rămîne constantă pînă la altitudinea de 50 km. Creșterea bruscă a radiației, pe măsură ce adîncimea de pătrundere în atmosferă se mărește, indică o predominare puternică a proceselor secundare. Scăderea curbei începînd de la 20 km altitudine în jos este consecința absorpției radiației secundare de către straturile inferioare ale atmosferei.

19.2. Radiația primară

Două efecte indică în special că particulele primare care vin din cosmos au sarcină pozitivă. Ele sînt:

[1]) În prezent, date prețioase asupra radiației cosmice se obțin cu ajutorul sateliților artificiali (N.Red.E.T.).

1. **Efectul latitudinii.** Intensitatea radiației crește de la ecuator în spre poli o dată cu latitudinea geomagnetică (fig. 236);

2. **Efectul vest-est.** Radiația dinspre vest este mai puternică decît cea din direcția est.

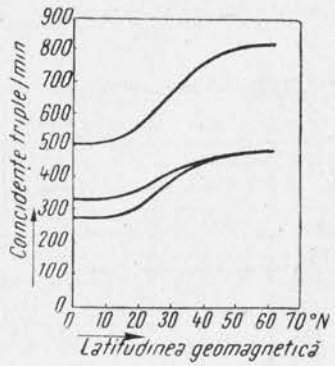


Fig. 236. Variația intensității radiației cosmice în funcție de latitudinea geomagnetică (așa-numitul efect de latitudine).

Ambele fenomene dovedesc că cel puțin particulele mai lente care se îndreaptă spre Pămînt sînt deviate de cîmpul magnetic slab al acestuia și că au desigur sarcină pozitivă. Particulele care urmează direcția liniilor de cîmp nu sînt influențate. Din contră, particulele care au o direcție perpendiculară pe liniile de forță magnetice, suferă o deviație puternică, iar această deviație spre răsarit se determină cu ajutorul cunoscutei „reguli a mîinii stîngi". Din fig. 237 se vede că aceste particule trebuie să parcurgă în atmosferă un drum mai lung și astfel sînt expuse unei absorpții mai puternice. Se constată cu ușurință că particulele cosmice sînt deviate spre est și de aceea par că vin cu precădere dinspre vest.

Fig. 237. Aplicarea regulii mîinii stîngi la efectul vest-est al radiației cosmice.

Particulele primare au energii care întrec cu mult pe toate cele cunoscute pînă acum. Pe cînd la procesele nucleare, cu care sîntem familiarizați deja, energiile sînt de ordinul de mărime de la 1 pînă la 100 MeV, particulele care provin din spațiul cosmic au energii pînă la 10 milioane MeV, probabil chiar pînă la 10^{19} eV sau mai mult. În măsura în care se poate ști pînă acum, este vorba exclusiv de nuclee atomice (pozitive), în special de protoni și particule α (raportul 10:1), mai rar de nuclee grele, mergînd crescător pînă la fier. Electronii lipsesc complet [1]).

Particulele primare ale radiației cosmice sînt nuclee atomice, în majoritate protoni, cu energii pînă la 10^{13} MeV.

În prezent nu se poate spune nimic sigur despre originea radiației cosmice. Poate că provine din explozii puternice de gaze din anumite stele, care din cînd în cînd se văd aprinzîndu-se trecător sub formă de „novae" și „supernovae". Poate că după aceea sînt accelerate și în cîmpurile magnetice turbionare de proporții cosmice ca într-un betatron. O foarte mică fracțiune din radiație provine probabil din Soare, deoarece de cîteva ori s-a putut observa o creștere sensibilă a ionizării în timpul erupțiilor solare puternice. Dar aceste particule au numai energii reduse, de 10^3 pînă la 10^4 MeV. Alte observații ne arată că nucleele mai grele ar putea proveni din Soare, iar protonii din adîncurile Căii Lactee.

19.3. **Radiația secundară**

Nici una din particulele primare nu ajunge în straturile inferioare ale atmosferei. Între 160 și 50 km altitudine numărul lor este în adevăr constant, dar sub 50 km el se consumă într-o măsură din ce în ce mai mare prin faptul că reacționează cu nucleele de oxigen și azot. Radiația cosmică se împarte, după puterea de pătrundere, în două componente diferite.

1. **Componenta dură.** Ea pătrunde printr-un blindaj de plumb cu grosime mai mare de 12 cm. Proporția ei în radiația totală, la nivelul mării, este de 90%;

2. **Componenta moale.** Ea este reținută de un strat de plumb de 12 cm grosime, intensitatea ei crește cu înălțimea și atinge valoarea maximă în stratosferă, la presiunea de aproximativ 80 torr. La nivelul mării componenta moale reprezintă aproximativ 10% din radiația totală.

---

[1]) Există și electroni în radiația primară, care par să provină de la Soare. În ultimii ani, cu ajutorul sateliților, s-a constatat existența unui brîu de electroni „capturați" de cîmpul magnetic al Pămîntului (brîul Van Allen), la o distanță de cîteva sute de kilometri (N.Red.E.T.).

19.3.1. *Componenta dură*

Majoritatea particulelor înregistrate la nivelul mării reprezintă o grupă de noi particule elementare, aşa-numiţii *mezoni*. Valoarea masei lor este cuprinsă între valoarea masei electronului şi cea a nucleonilor. La început ei au fost numiţi „mezotroni" sau „electroni grei". Modul cum iau naştere este nou. Particulele primare deja amintite se ciocnesc cu atîta putere de nucleele din aer, încît acestea sînt sfărîmate în adevăratul sens al cuvîntului şi plesnesc în nenumărate fragmente. Urmele lăsate de sfărîmăturile nucleelor pot fi fixate pe plăci fotografice cu emulsie deosebit de groasă şi pot fi examinate la microscop (fig. 238). Pe baza înnegririi, respectiv a granulelor de bromură de argint reduse care se pot identifica, se poate determina masa relativă a particulelor. Urmele prezintă o imagine tipică, în formă de stea, aşa-numitele *stele de dezintegrare*. Din cînd în cînd se găsesc printre ele şi urmele cîtorva mezoni.

Cu prilejul acestor explozii nucleare apare ocazional şi un alt fenomen, care nu se poate explica decît prin energia colosală a particulelor primare. Energia lor de ciocnire dă naştere evident, conform ecuaţiei lui Einstein $E = mc^2$, la adevărate jerbe de electroni şi mezoni de ambele semne (fig. 239). Pentru o astfel de *generare multiplă* este suficientă, probabil, ciocnirea a doi nucleoni. Cele două figuri 238 şi 239 reprezintă aşadar două procese fundamental diferite. Prima arată numai sfărîmături care au existat şi mai înainte, ca părţi ale unui nucleu greu. În cea de-a doua ia naştere un mănunchi de particule elementare, ce s-au „născut", chiar în acel moment, din energie cinetică[1]). Energia necesară pentru formarea unui mezon se evaluează la 150 MeV.

Mezonii au fost descoperiţi în 1936 de Anderson şi Neddermeyer şi s-a crezut la început că sînt identici cu particulele Yukawa, cărora li se datoreşte, probabil, legătura reciprocă dintre nucleoni (p. 178). S-a constatat însă curînd că există o întreagă grupă de mezoni cu diferite mase şi sarcini electrice. De-abia *mezonii* π, identificaţi de fizicianul englez Powell[2]) în 1947, aveau proprietăţile particulelor Yukawa.

---

[1]) Particulele nu se nasc „din energie cinetică", ci în procesul de interacţiune. Energia cinetică mare este necesară pentru respectarea legilor de conservare (N.Red.E.T.).

[2]) În colaborare cu fizicianul italian Occhialini şi fizicianul brazilian Lattes (N.Red.E.T.).

Mezonii sînt particule elementare grele de diferite feluri, cu masa de 200...300 ori mai mare decît masa electronului[1]).

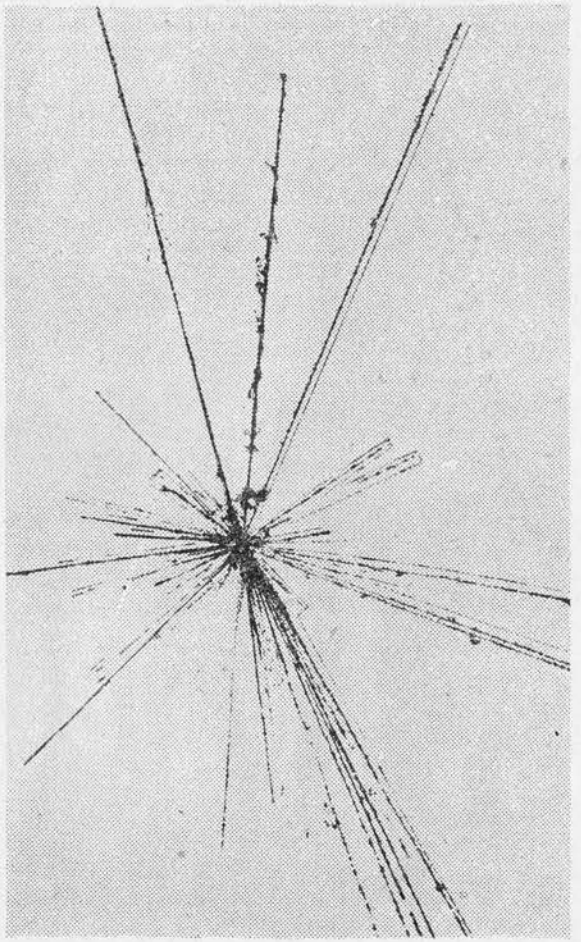


Fig. 238. Explozia nucleară (stea) provocată de o particulă primară, din radiaţia cosmică, cu energie extrem de mare, şi cu numărul de ordine 18.

Astăzi se deosebesc în special *mezoni* π şi *mezoni* μ. Masa lor şi semnul sarcinii sînt date în tabloul 6 (p. 283). Pe cînd mezonii π^+,

---

[1]) Există şi mezoni mai grei cu masa de aproximativ 966 mase electornice (N.Red.E.T.).

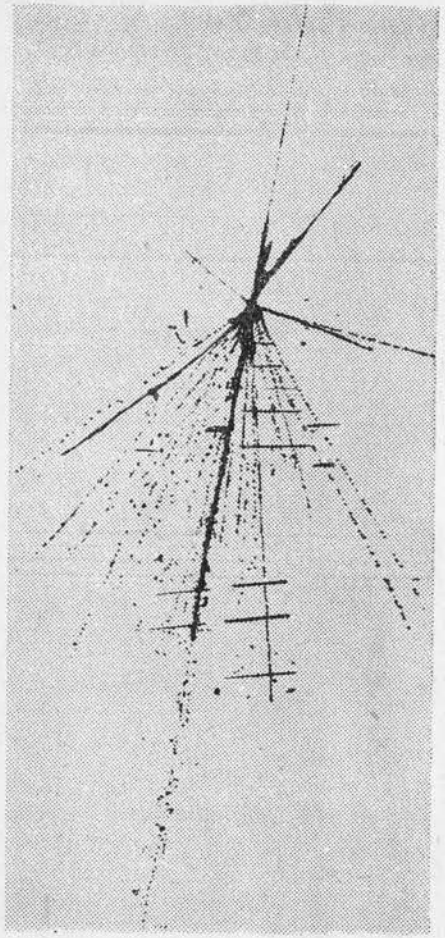


Fig. 239. Microfotografia exploziei unui nucleu de argint sau de brom dintr-o emulsie fotografică la mare altitudine, în atmosferă, provocată de o particulă α primară din radiația cosmică avînd o energie de circa 10^{13} eV. În imediata apropiere a stelei se pot observa cel puțin 18 particule grele și 53 particule ușoare (mezoni și electroni).

din cauza sarcinii lor pozitive, aproape că nu reacționează cu nucleele, mezonii π^-, datorită sarcinii lor negative, pătrund ușor în alte nuclee și declanșează procese de dezintegrare. Figurile tipice de pe plăcile fotografice se numesc *stele* σ (fig. 240).

Mezonul π^0, neutru, se dezintegrează în mai puțin de 10^{-15} s, adică imediat după ce a luat naștere, în două cuante γ. Mezonii π^+ și π^- sînt de asemenea instabili și se dezintegrează după $2 \cdot 10^{-8}$ s în *mezoni* μ care sînt ceva mai ușori[1]). Aceștia, la rîndul lor, se descompun după $2 \cdot 10^{-6}$ s în electroni și doi neutrini. Mezonii μ nu provoacă transformări nucleare. Din cauza duratei relativ lungi a vieții lor, ei pătrund apoi pînă la suprafața Pămîntului, ca și mezonii π care n-au întîlnit în calea lor alte nuclee. Pentru elucidarea tuturor acestor procese, a fost nevoie de o muncă migăloasă și anevoioasă. Ea a fost încununată de succes prin faptul că în 1948 s-a reușit să se obțină artificial mezoni π prin bombardare cu particule α de 380 MeV.

[1]) Și un neutrino. Recent s-a descoperit, în proporție foarte mică, și dezintegrarea $\pi^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu$ (N.Red.E.T.).

19.3.2. *Componenta moale*

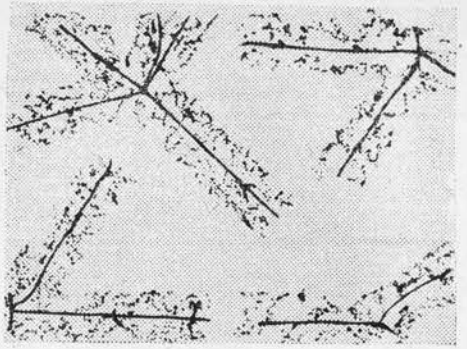


Fig. 240. Stele σ.

Componenta moale a radiației cosmice constă din cuante γ, electroni și pozitroni. Pozitronul își trădează prezența în modul următor. Cînd particulele încărcate cu electricitate se mișcă într-un cîmp magnetic puternic, ele descriu traiectorii circulare cu raze diferite, în funcție de viteza lor (vezi ciclotronul, p. 144). Cînd Anderson a studiat (1932) radiația cosmică în camera cu ceață și într-un cîmp magnetic, a găsit pe lîngă numeroase traiectorii de acest fel, care proveneau de la electroni, și niște ramificații curioase, din care porneau două orbite curbe în sensuri opuse (fig. 241). Erau urmele perechilor electron-pozitron. Energia minimă de 1 MeV necesară pentru formarea unei astfel de perechi a fost deja calculată la p. 175.

În opoziție totală cu electronii, care se întîlnesc în cantități mari pretutindeni în stare liberă, pozitronul nu se poate observa decît greu și rar. Aceasta din cauză că el se întîlnește foarte repede cu un alt electron și se unește cu el. Atunci ambele particule se transformă în doi fotoni (cuante gamma), iar masa lor se păstrează sub formă de energie a celor două cuante γ (așa-numita anihilare, p. 174).

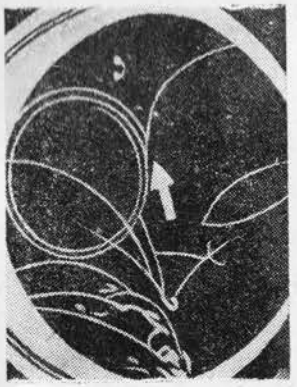


Fig. 241. Fotografie a formării unei perechi electron-pozitron din radiații γ de mare energie în camera cu ceață.

Componenta moale își datorește apariția probabil mezonilor π^0 menționați mai sus. Cînd cele două cuante γ care devin libere cu prilejul dezintegrării mezonului π^0 ajung în preajma unui nucleu, ele se transformă fiecare într-o pereche de particule electrizate, rapide, cu foarte mare energie. Dacă, la rîndul său, electronul (sau pozitronul) cade pe un nucleu, se produce imediat o cuantă de radiație de frînare corespunzătoare energiei sale. Lucrurile continuă așa, pînă

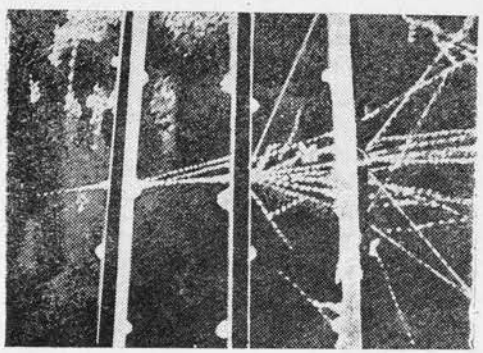


Fig. 243. Jerbă în cascadă produsă artificial în plăci de plumb suprapuse.

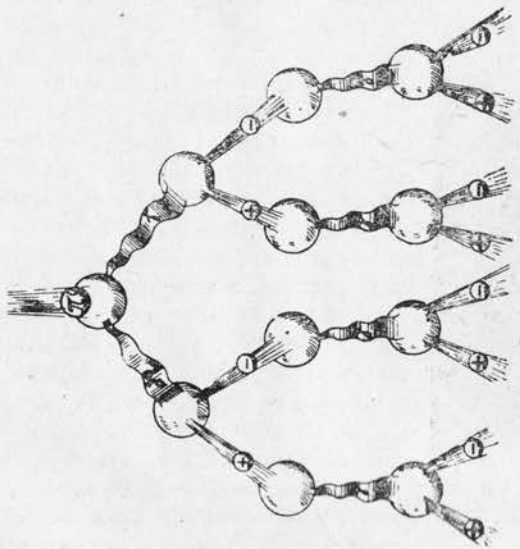


Fig. 242. Cum ia naştere o jerbă în cascadă.

cînd energia disponibilă iniţial s-a împărţit în numeroase cantităţi parţiale, prin diferite acte succesive de formare de perechi şi de radiaţie de frînare (fig. 242). Restul care rămîne se consumă pentru formarea de ioni. Aceasta este explicaţia *jerbelor* (cascadelor electrono-fotonice).

Jerbele sînt nişte roiuri de electroni, pozitroni şi fotoni care apar simultan şi iau naştere prin procese de ciocnire care se succed în chip de cascadă.

În atmosfera liberă, un astfel de proces se întinde, natural, pe suprafeţe mari, uneori pe sute de metri pătraţi. Jerbele sînt detectate atunci cu ajutorul contorilor montaţi în coincidenţă, care, repartizaţi pe o suprafaţă mare, înregistrează numai atunci cînd sînt loviţi simultan de particule. Cea mai mare jerbă observată pînă acum consta din 1,4 miliarde electroni. Se poate însă imita şi artificial procesul de formare a jerbelor, introducîndu-se în camera cu ceaţă mai multe plăci groase de plumb şi expunîndu-le la radiaţiile cosmice (fig. 243). Maximum de jerbe se produce la înălţimea de 5...20 km. Figura 244 reprezintă o schemă completă, simplificată, a radiaţiei cosmice.

20. Alte particule elementare

20.1. Mezoni grei şi hiperoni

Procesele care au loc în radiaţia cosmică sînt atît de variate încît aici nu pot fi decît schiţate în trăsături generale[1]). În afară de particulele enumerate pînă acum, au fost însă descoperite şi altele, care au de asemenea legătură cu sfărîmarea nucleelor, amintită mai sus.

În total astăzi se deosebesc trei grupe de „particule grele“ [2]):

1. **Nucleonii**. În această grupă intră protonul şi neutronul, precum şi antiparticulele care le corespund (p. 278);

2. **Mezonii**. Această grupă cuprinde mezonii π şi μ cu masa între 200 şi 300 mase electronice, precum şi mezonii K avînd masa egală aproximativ cu 1 000 mase electronice;

[1]) A se vedea lucrarea citată la începutul acestui capitol (N.Red.E.T.).

[2]) Actualmente prin particule grele sau „barioni“ se înţeleg nucleonii şi hiperonii; în grupul de mezoni se includ acum mezonii π şi K, iar mezonii μ, electronii şi neutrinii fac parte din grupul „leptonilor“ — particule uşoare. Fotonul (cuanta γ) formează o categorie aparte (N.Red.E.T.).

3. **Hiperonii**. Masa acestor „particule supragrele" întrece chiar pe cea a nucleonilor. Dintre ei fac parte *hiperonii* Λ^0. Din cauza formei caracteristice de furcă a urmelor care iau naştere în camera

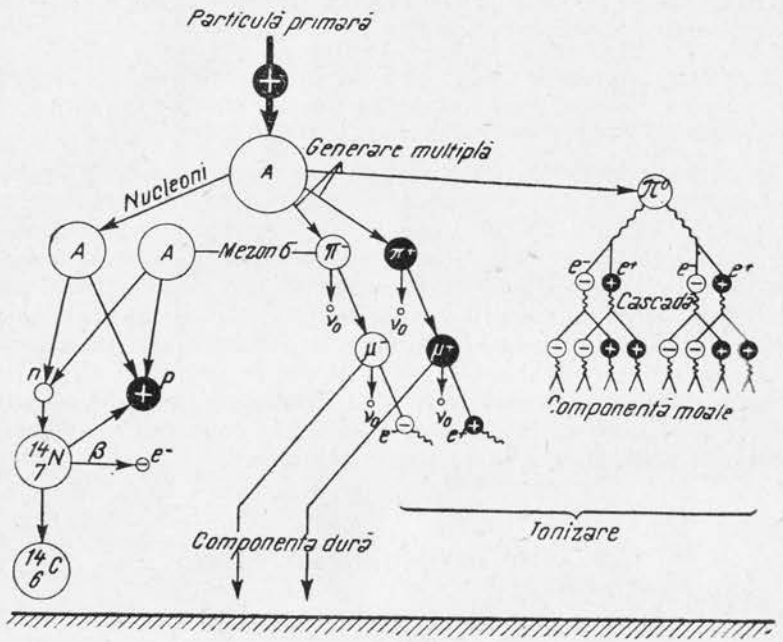


Fig. 244. Schemă simplificată a radiaţiei cosmice.

cu ceaţă cu prilejul dezintegrării lor, ei se mai numesc şi particule V. Pe lîngă fiecare din aceste particule există, ca şi pe lîngă cele din prima şi a doua grupă, cîte o antiparticulă (fig. 207).

Tabloul 6 (p. 283) conţine, prin urmare, 30 particule[1]) diferite. Astăzi nu se poate încă spune definitiv dacă acest tablou cuprinde toate particulele posibile. Spre deosebire de mezoni, hiperonii nu sînt formaţi prin pierderea exclusivă a energiei de ciocnire. Ceva mai mult, ei trebuie să fie consideraţi ca nucleoni excitaţi, ce revin foarte repede în starea fundamentală şi care se leapădă iarăşi de energia lor de prisos, în parte, prin formarea unui mezon π.

Studiul acestor procese deschide un domeniu cu totul nou cercetărilor fizice, fizica particulelor elementare. Să ne amintim că

[1]) Tabloul 6 cuprinde o singură particulă K^0 cu antiparticula sa. De fapt există două particule K_1^0 şi K_2^0 cu antiparticulele respective (N. Red. E.T.).

fizica atomică se împărţea pînă acum în două domenii principale: fizica învelişului electronic şi fizica nucleului atomic. Acum se adaugă un al treilea domeniu, care se referă la natura şi transformările reciproce ale particulelor elementare. S-a început deja să se facă experienţe directe asupra proceselor în legătură cu acestea. Astfel, de exemplu, s-au putut bombarda cu ajutorul sincrofazotronului (p. 150) nuclee de hidrogen cu mezoni π^- de 1,37 GeV (un gigaelectron-volt = 10^9 eV), cu care prilej a luat naştere o pereche de particule formată dintr-un mezon K^0 şi un hiperon Λ^0. Ecuaţia respectivă are forma:

$$\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0.$$

În fig. 245 nu se pot vedea aceste două particule, deoarece ele sînt neutre din punct de vedere electric şi nu pot lăsa urme. Numai produsele lor de dezintegrare apar fiecare sub formă de furcă.

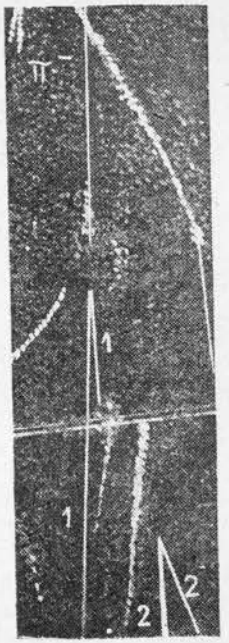


Fig. 245. Generarea unei perechi K^0 — Λ^0 prin ciocnirea unui mezon π cu un proton. Furca *1* provine de la mezonul K^0, iar furca *2* de la mezonul Λ^0.

20.2. Fuziunea nucleară pe cale rece

După ce în anul 1955 s-au putut obţine artificial, cu cosmotronul şi bevatronul, şi mezoni μ negativi, se pare că se ivesc posibilităţi cu totul noi de a se realiza o fuziune nucleară, cum s-ar zice, pe cale „rece". Punctul de plecare l-au format experienţele în care s-au bombardat cu mezoni μ nucleele de ^1_1H dintr-o cameră cu bule (p. 118) conţinînd 8 l de hidrogen lichid. Urmele lor, curbate într-un cîmp magnetic de 11 000 Gs, indicau fenomenele de captură, schimb de sarcini şi dezintegrare.

Pe lîngă acestea se mai găseau însă şi urme a căror înfăţişare anormală a fost explicată în modul următor.

1. Mezonul μ este capturat de un proton şi rezultă un *atom neutru de mezoniu* (atom mezonic de hidrogen: μ H). Acesta este un atom de hidrogen, în care în loc de electron se învîrteşte în jurul nucleului un mezon. Din cauza masei de 207 ori mai mare a mezonului, diametrul acestui atom mezonic de hidrogen este

însă de vreo 200 ori mai mic [vezi formula (30) a razei orbitei în care masa m^0 a electronului se găsește la numitor].

2. Atomul (μH) se ciocnește cu un deuton, cu care prilej mezonul este schimbat conform ecuației

$$(\mu D) + D \rightarrow (\mu D) + H + 135 \text{ eV}.$$

După cum se știe, deuteriul se găsește în apa obișnuită (p. 132).

3. Atomul mezonic de deuteriu se unește cu un alt proton și formează un ion molecular conform ecuației

$$(\mu D) + H \rightarrow (\mu DH).$$

4. În fine, procesul de fuziune are loc astfel

$$(\mu DH) \rightarrow {}^3He + \mu^- + 5{,}4 \text{ MeV}.$$

Pentru producerea fuziunii este hotărîtor, evident, diametrul de 200 ori mai mic al atomului mezonic față de atomul normal de hidrogen, din care cauză nucleele de hidrogen și deuteriu se apropie atît de mult unul de altul încît se poate declanșa reacția. La Berkeley s-au putut observa chiar cîteva cazuri în care același mezon μ a provocat o astfel de fuziune de două ori succesiv. De aceea n-ar fi exclusă posibilitatea unei reacții în lanț, deși obținerea energiei în scopuri practice rămîne complet discutabilă.

În orice caz, conform ultimei ecuații, cu prilejul formării unui kilogram de izotop ^{3}He s-ar pune în libertate o cantitate de energie de

$$\frac{6{,}023 \cdot 10^{23} \cdot 1\,000 \cdot 5{,}4}{3} = 10{,}84 \cdot 10^{23} \text{ MeV} \text{ sau } 48\,000 \text{ kWh}.$$

21. Noi proprietăți ale particulelor elementare

21.1. Particule și antiparticule

Dacă ne gîndim că lista completă a particulelor elementare care au fost observate, uneori chiar fără o siguranță perfectă, a ajuns la numărul impunător de 30, trebuie să ne întrebăm dacă termenul de „elementar" mai este justificat. Ce se ascunde oare sub această varietate de particule? În primul rînd se pune întrebarea: după ce legi comune au loc procesele de producere, transformare și anihilare a lor?

Vom spune de la început: o teorie completă a particulelor elementare încă nu există în momentul de față, deși mulți fizicieni au căutat să formuleze o astfel de teorie. Totuși, s-au găsit cîteva puncte de reper foarte promițătoare.

Să ne aducem aminte de fenomenul formării de perechi și al anihilării (p. 174), adică pe de o parte al nașterii unei perechi electron-pozitron dintr-o cuantă γ cu mare energie într-un cîmp nuclear și, pe de altă parte, al dispariției simultane a acestor particule, însoțită de emisia a doi fotoni. În legătură cu aceasta, s-a bănuit încă de mult că ar trebui să fie posibil să se obțină și perechi de protoni pozitivi și negativi. Firește că cheltuiala de energie necesară este mult mai mare, deoarece, conform relației (61), numai energia de repaus a celor două particule se ridică la aproximativ 1,86 GeV. Pentru punerea lor în libertate, calculele au arătat că este necesară o energie minimă de 4,4 GeV. Experiența a reușit în 1955 cu bevatronul de la Berkeley, în care s-a bombardat o plăcuță de cupru cu protoni cu o energie extraordinară de mare. În sfărîmăturile de nuclee observate se găseau, pentru fiecare 10^5 mezoni π, cîte doi *antiprotoni*. Ei iau naștere conform ecuației

$$p^+ + \text{nucleu} \longrightarrow p^+ + \overbrace{p^+ + p^-}^{\text{proton și antiproton}} + \text{nucleu},$$

energia cinetică a protonului cu care se bombardează trebuind să acopere atît energia de repaus cît și energia cinetică a perechii de protoni.

Această creare a unei noi particule elementare de către om a fost un succes strălucit al celei mai moderne arte a experimentării, care a fost realizat prin folosirea celor mai perfecționate instalații electronice de mari proporții. Acest succes a fost completat prin faptul că s-a putut stabili și anihilarea proton-antiproton.

Așadar, acum se puteau postula următoarele principii importante:

1. Pentru fiecare particulă există o antiparticulă.

2. Particulele și antiparticulele au exact aceeași masă și același spin, dar sarcinile electrice și momentele magnetice opuse.

3. Particulele și antiparticulele iau naștere pe calea formării de perechi în cîmpul nuclear și se anihilează dînd naștere altor particule cu o cantitate de energie (inclusiv energia de repaus) corespunzătoare masei lor.

4. Orice reacție posibilă la un sistem de particule decurge cu aceeași probabilitate și la sistemul antiparticulelor corespunzătoare.

5. O ecuație de reacție valabilă pentru particule elementare dă o nouă ecuație valabilă, cînd o particulă este trecută ca antiparticulă în celălalt membru al ecuației (în ipoteza că acest proces este posibil și din punct de vedere energetic).

6. Suma algebrică a particulelor și antiparticulelor trebuie să fie egală în ambii membri ai ecuației, antiparticulele luînd semnul negativ la adunare[1]).

21.2. Neutronul și antineutronul

Dacă principiile de mai sus sînt valabile în mod general, trebuie să existe și un antineutron. Dovada s-a putut face în 1956 pe calea schițată aici numai în mod general.

Un fascicul de antiprotoni (5...10 pe minut) a fost dirijat într-un contor cu scintilație de formă cubică cu latura de 24 cm (umplut cu o soluție de toluen-terfenil). Aici antiprotonii urmau să se transforme în antineutroni prin schimb de sarcină (în mod corespunzător schimbului proton-neutron, p. 178). În loc de aceasta însă, antiprotonii puteau să se și anihileze în contor, ceea ce trebuie să dea la fiecare act un impuls corespunzător unei energii mai mari de 100 MeV. Însă în cazul schimbului de sarcini impulsul care se produce este mai mic decît cel corespunzător energiei de 100 MeV.

Antineutronii astfel produși treceau apoi mai departe într-un contor Cerenkov (p. 119). Acesta consta dintr-un cub mare de sticlă cu plumb, care era urmărit de 16 fotomultiplicatori. Aici avea loc anhilarea antineutronilor însoțită de impulsuri relativ puternice. Întregul dispozitiv era astfel realizat, încît erau captate numai impulsurile puternice din al doilea contor, care în același timp erau însoțite de un impuls slab în primul contor. Un al treilea dispozitiv cu contor intercalat între primii doi avea de scop să înregistreze numai particule neutre. În modul acesta, era sigur că impulsurile constatate de contorul Cerenkov erau cauzate de antineutroni.

[1]) Mai precis: diferența dintre numărul de barioni și antibarioni, sau leptoni și antileptoni, se conservă separat (N.Red.E.T.).

21.3. Neutrino și antineutrino

Un exemplu deosebit de important dovedind justețea principiului 5 citat în paragraful 21.1 a fost detectarea neutrinului, care s-a putut face în 1956. Pînă atunci afirmațiile despre existența neutrinului se bazau de fapt pe constatări negative (p. 105), după cum foarte bine s-a exprimat fizicianul Dancoff: „Nu-l observăm cînd este de față și-i simțim lipsa numai cînd a dispărut". S-a reușit să se prindă neutrinul cu adevărat, pe cale experimentală, numai cu ajutorul reactorului nuclear, căci cu prilejul dezintegrării β^- a produselor de fisiune ia naștere fatal și un flux puternic de neutrini. Mai întîi plecăm de la ecuația (47) a dezintegrării β^- deja conoscută:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}.$$

Pe baza principiului 6 (paragraful 21.1), acum rezultă imediat că neutrinul care se găsește în dreapta trebuie să fie o antiparticulă, căci numai atunci poate fi corectă însumarea termenilor cu semnele corespunzătoare.

$$(+1) \rightarrow (+1) + (+1) + (-1).$$

Din acest motiv apare aici și simbolul $\bar{\nu}$ al antineutrinului.

Electronul e^- se poate trece, conform principiului 5, în partea opusă, ca pozitron e^+. Dacă citim apoi ecuația de la dreapta la stînga, avem

$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+.$$

În cuvinte, aceasta sună astfel: dacă un antineutrino se ciocnește cu un proton, iau naștere un neutron și un pozitron. Apariția simultană a acestor două particule se poate demonstra experimental în modul următor.

Fluxul de neutrini este dirijat într-un bazin de reacție umplut cu soluția apoasă a unui compus al cadmiului, bazin care este în același timp amenajat drept contor cu scintilație. Fiecare neutrino care reacționează, dă două scînteieri. Prima provine de la anihilarea pozitronului, iar a doua de la captura neutronului de către cadmiu. Intervalul de timp dintre cele două evenimente corespunde timpului mijlociu de aproximativ 5,5 μs al parcursului neutronului, care reacționează cu nucleul de cadmiu de-abia după o oarecare frînare.

Ce consum enorm de mijloace tehnice necesită astfel de experiențe rezultă din faptul că pentru această experiență au trebuit

să fie folosiți 220 de fotomultiplicatori cu suprafață mare montați în paralel, pentru a se putea observa scintilațiile care apar în bazinul de reacție.

În încheiere amintim că și în alte experiențe s-a mai reușit să se facă deosebirea între neutrino și antineutrino[1]).

21.4. Antimaterie?

Existența antiparticulelor, care acum nu se mai poate nega, deschide perspective noi și neașteptate. N-ar fi, de exemplu, posibil de conceput că ar putea exista și un antiatom de hidrogen, adică un atom de hidrogen al cărui nucleu ar fi un antiproton în jurul căruia se învîrtește un pozitron? Poate că ar putea exista și alte feluri de atomi, care ar consta din antiparticule, sau chiar întregi antilumi asemănătoare cu lumea noastră, dar cu proprietăți complementare corespunzătoare încă nebănuite.

Fără a da frîu liber fanteziei și speculației pripite, vom menționa numai o descoperire remarcabilă. Cu ajutorul unei rachete *Viking* s-au expus niște plăci fotografice pentru urme nucleare la înălțimea de 125 km. Cu acest prilej s-a înregistrat urma unei particule primare cosmice grele cu $Z = 14$, cu energia totală de 18 GeV. Drumul liber mijlociu era însă de 20 ori mai mic decît în mod normal. Experiențele de absorpție făcute cu antiprotoni dovedesc că secțiunea lor eficace este de două ori mai mare decît secțiunea nucleară geometrică a protonilor. De aceea se naște bănuiala că aici ar putea fi vorba de fapt de un nucleu de antisiliciu.

Așadar, nu se poate respinge „de la început" ideea că undeva în Univers ar putea exista substanțe sau chiar acumulări mai mari de substanțe care să fie formate numai din antiparticule. În acest scop s-a făurit termenul de „antimaterie". Dar chiar și în acest caz nu trebuie să-și închipuie cineva că pe lîngă lumea materială ar putea exista și o altă lume nematerială. Așa numita antimaterie — dacă s-ar confirma existența ei — este numai o formă specială de existență a materiei, care pînă acum ne-a fost necunoscută. Și ea are cea mai generală proprietate a oricărei materii, de a exista ca realitate obiectivă, independent de conștiința noastră.

[1]) In 1959 s-a putut pune în evidență și „celălalt" neutrino, care dă naștere la reacția $\bar{\nu} + n \rightarrow p + e^-$. De asemenea a fost observat anti — Λ^0 iar recent (martie 1960) s-a descoperit anti — Σ^-, la Dubna (U.R.S.S.) (N. Red. E.T.).

Tabloul 6. **Tabloul sinoptic al particulelor elementare**

Denumirea	Particule	Antiparticule	Masa de repaus	Spinul	Viața medie (secunde)
Foton	γ	γ	0	+1	∞
Neutrino	ν	$\bar{\nu}$	0	$\frac{1}{2}$	∞
Electron	e^-	e^+	1	$\frac{1}{2}$	∞
Mezoni	μ^-	μ^+	206,7	$\frac{1}{2}$	$2{,}2 \cdot 10^{-6}$
	π^+	π^-	273,3; 272,8	0	$2{,}6 \cdot 10^{-8}$
	π^0	π^0	264,2	0	$4 \cdot 10^{-16}$
	K^+	K^-	966,5	0	$1{,}2 \cdot 10^{-8}$
	K^0	$\bar{K}^0$	967	0	$\approx 10^{-10}$
Nucleoni	p^+	p^-	1836,12	$\frac{1}{2}$	∞
	n^0	$\bar{n}^0$	1838,65	$\frac{1}{2}$	$\approx 10^3$
Hiperoni	Λ^0	$\bar{\Lambda}^0$	2182	$\frac{1}{2}$	$2{,}8 \cdot 10^{-10}$
	Σ^+	$\bar{\Sigma}^-$	2327	$\frac{1}{2}$	$1{,}7 \cdot 10^{-10}$
	Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	2330	$\frac{1}{2}$	$1 \cdot 10^{-11}$
	Σ^-	$\bar{\Sigma}^+$	2341	$\frac{1}{2}$	$1{,}6 \cdot 10^{-10}$
	Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$	2585	$\frac{1}{2}$	$3 \cdot 10^{-9}$
	Ξ^-	$\bar{\Xi}^+$	2570	$\frac{1}{2}$	?

Deşi, în special în fizica particulelor elementare, astăzi rămîn încă multe probleme nerezolvate, totuşi fiecare progres pe care-l fac cunoştinţele noastre din ce în ce mai vaste ne dovedeşte că lumea poate fi cunoscută, oricît de complicată ar fi structura sa extraordinar de subtilă.

Ce frumos era pe vremea lui Rutherford, cînd totul părea neînchipuit de simplu! Electronii şi protonii erau consideraţi cu adevărat ultimele şi eternele pietre de construcţie ale Universului. Totul a devenit acum nestatornic. Ne-am obişnuit de mult cu ideea că particulele elementare, ca şi cuantele de radiaţie, pot lua naştere şi muri într-un schimb neîncetat de masă şi energie. Am putea fi ispitiţi să ne întrebăm dacă, cel puţin astăzi, nu ne găsim „în pragul ultimelor lucruri". De loc! Căci tocmai „destructibilitatea atomului, inepuizabilitatea sa, instabilitatea tuturor formelor materiei şi a mişcărilor ei" (Lenin) confirmă neîncetat bogăţia imensă a naturii şi a tansformărilor sale neîntrerupte[1]).

Fie ca popoarele din toate continentele să pună în slujba unei păci durabile cunoştinţele acumulate pînă acum, precum şi pe cele viitoare!

[1]) Mai trebuie menţionată şi problema „parităţii", rezolvată abia în 1957, în cadrul căreia proprietăţile particulelor sînt strîns legate de proprietăţile spaţiului şi timpului. Pentru amănunte a se vedea cartea citată a lui Novojilov (N.Red.E.T.).

Bibliografie

Lucrări generale

v. Ardenne, M.: Tabellen zur angewandten Kernphysik. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1956.

Bauer, H. A.: Grundlagen der Atomphysik. Eine Einführung in das Studium der Wellenmechanik und Quantenstatistik. 4. Aufl., Springer-Verlag, Wien 1951.

Espe, W., und A. Kuhn: Elementare Grundlagen der Kernphysik. Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig, Leipzig 1955.

Finkelnburg, W.: Einführung in die Atomphysik. Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg 1954.

Gerthsen, Ch.: Physik. Volk und Wissen VEV, Leipzig 1949.

Hertz, G.: Grundlagen und Arbeitsmethoden der Kernphysik. Akademie-Verlag, Berlin 1957.

Kohlrausch, F.: Praktische Physik, Band II. B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig 1954.

Korsunski, M. I.: Nucleul atomic, traducere din l. rusă, Bucureşti, Editura Tehnică, 1952.

Lindner, H.: Lehrbuch der Physik für Techniker und Ingenieure, Band III. Fachbuchverlag, Leipzig 1955.

Riezler, W.: Einführung in die Kernphysik. 5. Aufl., Verlag Oldenbourg, München 1953.

Spolski, E.V.: Fizica atomică, I, II, traducere din l. rusă, Bucureşti, Editura Tehnică 1953, 1954.

Sowjet-Enzyklopädie, Große: Atomkern, Atomenergie. Autorenkollektiv, Übersetzung aus dem Russischen, Reihe Mathematik, Physik und Anatomie, B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig 1955.

Sowjet-Enzyklopädie, Große: Atom — Atomspektren. Autorenkollektiv, Übersetzung aus dem Russischen, Reihe Mathematik, Physik und Anatomie, B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig 1954.

Weizel, W.: Elektronen, Atome, Moleküle. Volk und Wissen VEV, Leipzig 1950.

INDEX ALFABETIC

Abatere standard 124
Absorbant 215
Abundență cosmică 188
Accelerator liniar 142
— multiplu 143
Actinouraniu 194
Activitate specifică 112
Acțiune 32, 54
Americiu 250
Ampère 32
Analiză prin radioactivare 243
Anihilare 174
Antimaterie 282
Antineutrino 281
Antineutron 280
Antiparticule 278
Antiproton 279
Apă grea 133
Ardenne, M.v. 136
Astatiniu 249
Aston 134, 187
Atom de hidrogen 52
— gram 17
Atomism chimic 13
Atomistică 22
Autoradiografie 243

Barn 166
Berkeliu 250
Betatron 147
Bevatron 150
Bilanțul energetic al reacțiilor nucleare 171
Blackett 141
Bohr, N. 54
Bombă atomică 215
— cu cobalt 262
— — fisiune nucleară 215
— — hidrogen 262
Breeder, v. *Reactor înmulțitor*

Calder Hall 228
Californiu 250
Cameră cu bule 118
— — ceață a lui Wilson 117
— de ionizare 116
Captură *K* 156
Carbon-14 247
Carnotit 195
Centrală atomoelectrică 226
Chadwick 25
Ciclotron 144
Ciclul Bethe 259
Cobalt-60 238
Coeficient de atenuare masic 108
— — — total 110
— — împrăștiere 111
Condiție de „avalanșă" 206
Constantă de dezintegrare 96
— — doză 114
— — multiplicare 208
— lui Rydberg 57
Contor Cerenkov 119
— cu fereastră 121
— — scintilație 114
— Geiger-Müller 121
Conversie internă 159
Cosmotron 150
Creșterea relativistă a masei 34
Cuantă de acțiune 38
Cuante 37
— de energie 38
— — lumină 43
— — radiații 36
Cuantificare spațială 68
Curenți moleculari 32
Curie, Marie 91
— , unitate de măsură 111, 114
Curium 250

De Broglie 46
Defect de masă 168
De Haas 65
Determinări de poziții 246
Dezintegrarea neutronului 173
Diametrul atomului 19
Dirac 86
Doză 114,
— de toleranță 254
Dualismul unda-corpuscul 45
Dublet 62
Duoplasmatron 136
Durată de viață a elementelor radioactive 95

Echilibru durabil 103
— radioactiv 101
Efect Compton 42
— fotoelectric 39
— fotonuclear 154
— giromagnetic 64
— Hallwachs 40
— tunel 162
— vest-est 268
Efecte nocive ale radiațiilor 251
— genetice 252
Efectul latitudinii 268
Eficacitate 123
Einstein, A. 35
Einsteiniu 251
Electroni 19
— moment magnetic 14
— de recul 42
— — valență 77
— optici 52
Electron-pozitron 175
— volt 31
Element de combustibil 221
Elemente noi 249
— pure 128
— transuraniene 250
Eman, unitate de măsură 112
Emanație de radiu 97
Energie de ionizare 60
— — legătură 170
— mecanică 29
— nucleară 200, 225
— solară 258
Eroare patratică medie 124
Experiența lui Stern-Gerlach 66

Factor de conversie 232
— — multiplicare 208
— geometric 125
— înmulțitor 230
Feather 109
Fermiu 251
Fierbător de apă 224
Fisiune nucleară 200
— spontană 197
Flerov 196
Flügge, S. 202
Fondul contorului 125
Formare de perechi 111, 175
Forță de schimb 177
Forțe nucleare 176
Fotodezintegrare 154
Fotoelectroni 40
Fotoni 40
Franciu 250
Frecvență limită 81
Funcție de undă 84
Fuziune nucleară 259

Gamow 179
Gaze nobile 77
Generator în cascadă 143
Groapă de potențial 160
Grosime de înjumătățire 108

Hahn, Otto 192, 250
Hiperoni 276
Hiroshima 216
Hittorf 20
Huygens 40

Împrăștiere 42
Impuls 26
Instalația ZETA 263
Intensitatea radiației 113
Învelișul atomului 52
Ioni 20
Ivanenko 177
Izobari și izotoni 138
Izotopi 127
— ai hidrogenului 132
— — uraniului 194
— naturali 129
—, separarea lor 134

Jerbă 275
Joule, unitate 30

Kelvin 18
Klaproth 194

Lawrence 144
Legătură ionică 77
— heteropolară 77
— homeopolară 78
Legea atenuării 108
— lui Coulomb 54
— — Dalton 13
— — Faraday 20
— refracției a lui Snellius 46
Lenard, Ph. 20
Lumină, dualism 45
Lungime de undă Compton 174

Magneton 32
— Bohr 34
— nuclear 34
Masă atomică absolută 18
— — chimică 139
— — fizică 139
— critică 207
— de mișcare 36
— — repaus 36
— și energie 44
Măsurarea densității 247
— grosimii 245
— nivelului lichidelor 246
— uzurii 244
Măsurări de difuziune 244
Materie 13
McMillan 250
Mecanica ondulatorie 49, 83
Meitner, L. 192, 197, 250
Mendeleev, D. 15, 194
Mendeleeviu 251
Metale alcaline 60
Metoda atomilor marcați 239
— distilării 137
MeV 31
Meyer, L. 15
Mezoni 275
Mezoniu 277
Model de atom, după Bohr 53
— — — al lui Rutherford 21, 53
— — —, în mecanica ondulatorie 88
— în picătură al nucleului 179
Moderator 211
Moleculă 14
Moment cinetic 27, 63
— —, al nucleului 184
— —, orbital 27, 28
— magnetic 33

Multiplă, generare 270
Multiplicator 115
Mutație 238

Neptuniu 210
—, seria 99
Neutrino 104
Neutroni 280
—, dezintegrarea lor 173
—, eliberarea lor 153
—, întîrziați 200
—, secțiune eficace 167
—, termici 167, 199
Newton, I. 40
Nivelul natural al radiațiilor 255
Nobeliu 251
Nori electronici 88
Novojilov 179
Nucleon 25
Nucleu 25
—, modelul în pături 187
—, modelul în picătură 179
—, moment cinetic 184
—, trepte de excitație 106
Număr cuantic azimutal 63
— — de spin 66
— — intern 67
— — magnetic 69
— — principal 60
— de masă 25
— — ordine 17, 24
Numărul lui Avogadro (Loschmidt) 17
Numere cuantice 60
— magice 188

OGRA 263
Orbite eliptice 63

Panta palierului 123
Particule elementare 266
Pături electronice 71
— *K*, *L*, *M* etc. 71
Pauli W. 71
Pechblendă 195
Péligot 194
Perhapsatron 263
Petrjak 196
Plăci nucleare 119
Planck, M. 37
Plasmă 263
Plutoniu 210

Poloniu 92
Postulatele lui Bohr 53
Pozitron 156
Precesie 68
Presiunea luminii 43
Principiul excluziunii 71
— lui Pauli 71
Produse de fisiune 197
Prometiu 249
Protoni 25

Rad 114
Radiația α 92, 103
— Becquerel 91
— β 93, 104
— caracteristică 82
— cosmică 266
— de frînare 80
— γ 93, 105
— primară 267
— Röntgen 79
— secundară 269
Radiații radioactive 103
Radioactivitate artificială 154
— naturală 90
— —, cauza ei 181
Radiografie 241
Radiu 92
Radon 97
Raza atomului 55
— orbitelor 55
Raze catodice 20
Reactor apă-apă 225
— cu apă grea 223
— eterogen 223
— înmulțitor 230
— cu neutroni rapizi 225
— — uraniu și grafit 220
— omogen 223
Reactori nucleari 218
Reacție în lanț 202
Reacții nucleare 140, 159
— termonucleare 255
Reflector 221
Regula izobarilor a lui Mattauch 187
— izitopilor a lui Aston 187
Regulă de selecție 62
Relativitatea masei 34
Rem, 113
Rep 113
Rețea de ioni 78

Röntgen, unitate de măsură 113
Rutherford, E. 21, 141
—, unitate de măsură 112
Salt cuantic 53
Seaborg 250
Sarcină elementară 21
— nucleară 24
Schema nivelelor 39, 62
Schrödinger, E. 84
Secțiune de captura 167
— eficace 164 — împrăștiere 167
Seria Balmer 58
— Brackett 58
— *K* a radiației Röntgen 83
— Lyman 58
— Paschen 58
— Pfund 58
— uraniu-actiniu 99
— — radiu 97
Serii radioactive 97
Sincrociclotron 146
Sincrofazotron 150
Sincrotron de electroni 149
— — protoni 150
Sinteza heliului 259
Sistemul periodic 15
Sommerfled, A. 63
Spectrograf de masă 134
Spectrul hidrogenului 57
Spinul electronului 64
Spintariscop 114
Stare fundamentală 54
Strassmann, F. 192, 250
Structura în pături a atomilor 70
Substanță de frînare, v. *Moderator*

Tamm 177
Technețiu 249
Teoria emisiunii 40
— ondulatorie 40
— relativității 35
Termen curent 57
— fundamental 57
Timp de înjumătățire 95
— — — biologic 253
— — — eficace 253
— mort 125
Transmutații nucleare artifiale 140

Tritiu 133
Toriu 232
— , seria ~ 98
Uhlenbeck 65
Unde de Broglie 46
— — probabilitate 49
Unitate mach 112
— atomică de masă 139
Unoplasmatron 136
Uraniu 194

Van de Graaff, generator ~ 142
Viteza luminii 34
— undelor 48

Water-boiler, v. *fierbător de apă*
Wattsecundă 30

ERATĂ

Rînd:	În loc de:	Se va citi:	Din vina:
tre rînd j și 16j	—	Se poate exprima acest număr și altfel, raportîndu-l la 1 atom-gram, respectiv la 1 mol.	Editurii
8j	$E_n = -\frac{1}{n^2} \cdot \frac{e_0^4 m_0^2 2\pi^2}{h^2}$	$E_n = -\frac{1}{n^2} \cdot \frac{e_0^4 m_0 2\pi^2}{h^2}$	„
5j	$= 16{,}332 \cdot 10^{12}$ erg	$= 16{,}332 \cdot 10^{-12}$ erg	Tipografiei
6j	$= 2{,}466 \cdot 10^{12}$ Hz	$= 2{,}466 \cdot 10^{15}$ Hz	„
6j, col. 3	153	152	Editurii
7	($O_{1/2} = 21$ min)	($T_{1/2} = 21$ min)	„

1.306. — Elemente de fizică atomică

Redactor responsabil de carte : ing. E. Rogai
Tehnoredactor : S. Horowitz

Dat la cules 10.08.60. Bun de tipar 23.09.60. Hîrtie semivelină de 65 g/m². 61×86/16. Coli editoriale 16,32. Coli de tipar 18,25. Comanda T. 5129. A. 04497 ; E. 22492. Indicele de clasificare pentru bibliotecile mari și mici 539

Tiparul executat sub comanda nr. 1306 la Combinatul Poligrafic Casa Scînteii „I. V. STALIN", București — R.P.R.